COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS, QUAI DES GRANDS-AUGUSTINS, 55.

COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

PUBLIÉS,

CONFORMÉMENT A UNE DÉCISION DE L'ACADÉMIE

EN DATE DU 13 JUILLET 1835,

PAR MM. LES SECRÉTAIRES PERPÉTUELS,

AVEC LE CONCOURS

DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE.

TOME DEUX CENT QUARANTE SIXIÈME.

PREMIÈRE PARTIE : JANVIER-MARS 1958.

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

Quai des Grands-Augustins, 55.

1958



ÉTAT DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

AU 1er JANVIER 1958.

SCIENCES MATHÉMATIQUES ET PHYSIQUES

SECTION Ire. — *Géométrie.*

MM.

HADAMARD (*Jacques*-Salomon), G. C. ✻.
JULIA (*Gaston*-Maurice), G. O. ✻, ✠.
MONTEL (*Paul*-Antoine), G. O. ✻.
DENJOY (*Arnaud*), O. ✻.
GARNIER (Édouard-Louis-Marie-*René*), O. ✻.
FRÉCHET (René-*Maurice*), O. ✻.

SECTION II. — *Mécanique.*

VILLAT (*Henri*-René-Pierre), C. ✻.
CAQUOT (*Albert*-Irénée), G. C. ✻, ✠.
PÉRÈS (*Joseph*-Jean-Camille), C. ✻.
BEGHIN (*Henri*), C. ✻.
ROY (Paul-Mary-Ferdinand-*Maurice*), C. ✻.
LERAY (*Jean*), ✻.

SECTION III. — *Astronomie.*

MAURAIN (*Charles*), G. O. ✻.
FAYET (*Gaston*-Jules), O. ✻.
DANJON (*André*-Louis), C. ✻, ✠.
BAILLAUD (*Jules*), O. ✻, ✠.
COUDER (*André*-Joseph-Alexandre), O. ✻.
DARMOIS (*Georges*-Ernest), O. ✻, ✠.

SECTION IV. — *Géographie et Navigation.*

DURAND-VIEL (*Georges*-Edmond-Just), G. C. ✻, ♁, ✠.
BARRILLON (*Émile-Georges*), C. ✻.
COT (*Donatien*), G. O. ✻.
POIVILLIERS (*Georges*-Jean), C. ✻, ✠.
TARDI (*Pierre*-Antoine-Ernest), O. ✻, ✠.
BRARD (*Roger*-Émile-Marie), O. ✻.

SECTION V. — *Physique.*

MM.
JOLIOT (*Frédéric*), C. ❋, ♱.
CABANNES (*Jean*), C. ❋, ♱.
RIBAUD (*Gustave*-Marcel), C. ❋, ♱.
LEPRINCE-RINGUET (*Louis*-Marie-Edmond), O. ❋.
DARMOIS (Émile-*Eugène*), O. ❋, ♱.
PERRIN (*Francis*-Henri-Jean-Siegfried), C. ❋.

SCIENCES CHIMIQUES ET NATURELLES.

SECTION VI. — *Chimie.*

BERTRAND (*Gabriel*-Émile), G. O. ❋.
DELÉPINE (Stéphane-*Marcel*), C. ❋.
LEBEAU (*Paul*-Marie-Alfred), C. ❋.
PASCAL (*Paul*-Victor-Henri), C. ❋.
DUFRAISSE (*Charles*-Robert), C. ❋.
CHAUDRON (*Georges*-Léon), O. ❋, ♱.

SECTION VII. — *Géologie.*

JACOB (*Charles*-François-Etienne), C. ❋, ♱.
MAUGUIN (*Charles*-Victor), O. ❋.
GRANDJEAN (*François*-Alfred), O. ❋.
FALLOT (*Paul*), O. ❋, ♱.
PRUVOST (*Pierre*-Eugène-Marie-Joseph), O. ❋.
PIVETEAU (Jacques-Honoré-*Jean*-Marie), ❋.

SECTION VIII. — *Botanique.*

BLARINGHEM (*Louis*-Florimond), C. ❋.
SOUÈGES (Étienne-Charles-*René*), O. ❋.
HEIM (*Roger*-Jean), O. ❋, ♱.
COMBES (*Raoul*-Pierre-Émile), O. ❋.
HUMBERT (Jean-*Henri*), O. ❋, ♱.
PLANTEFOL (*Lucien*), O. ❋, ♱.

SECTION IX. — *Zoologie.*

CAULLERY (*Maurice*-Jules-Gaston-Corneille), C. ❋.
ROUBAUD (*Émile*-Charles-Camille), C. ❋.

MM.
WINTREBERT (*Paul*-Marie-Joseph), ❋.
FAGE (Baptiste-*Louis*), C. ❋.
GRASSÉ (*Pierre*-Paul), O. ❋.
CHAMPY (Paul-Émile-*Christian*), O. ❋, ✠.

SECTION X. — *Économie rurale.*

LEMOIGNE (*Maurice*-Auguste), O. ❋.
GUINIER (Marie-Joseph-Jean-Baptiste-*Philibert*), C. ❋.
DUJARRIC DE LA RIVIÈRE (Auguste-*René*), C. ❋, ✠
FABRE (*René*-Jean-Marie), C. ❋.
BRESSOU (*Clément*-Jean-Pierre-François-Emmanuel), O. ❋, ✠.
FONTAINE (*Maurice*-Alfred), ❋.

SECTION XI. — *Médecine et Chirurgie.*

PORTIER (*Paul*), C. ❋.
BINET (*Léon*-René), G. C. ❋, ✠.
LAUBRY (*Charles*), G. O. ❋.
GUILLAIN (*Georges*-Charles), C. ❋.
BAZY (Pierre-Jean-*Louis*), C. ❋, ✠.
ALLAINES (*François*-Louis-Paul DE GAUDART D'), C. ❋.

SECRÉTAIRES PERPÉTUELS.

BROGLIE (*Louis*-Victor-Pierre-Raymond, prince DE), G. O. ❋, pour les Sciences mathématiques et physiques.
COURRIER (Marie-Jules-Constant-*Robert*), O. ❋, ✠, pour les Sciences chimiques et naturelles.

ACADÉMICIENS LIBRES.

BROGLIE (Louis-César-Victor-*Maurice*, duc DE), G. O. ❋.
GRAMONT (*Armand*-Antoine-Auguste-Agénor, duc DE), C. ❋.
GUTTON (Antoine-Marie-*Camille*), C. ❋.
DUCLAUX (*Jacques*-Eugène), O. ❋, ✠.
PÉRARD (*Albert*-Gustave-Léon), C. ❋. ✠.
RAMON (*Gaston*-Léon), G. C. ❋.
HACKSPILL (*Louis*-Jean-Henri), O. ❋, ✠.
TRÉFOUËL (*Jacques*-Gustave-Marie), C. ❋.
LACASSAGNE (*Antoine*-Marcellin-Bernard), O. ❋.
DASSAULT (Darius-*Paul*), G. C. ❋, ✠, ✠.

MEMBRES NON RÉSIDANTS.

MM.

CAMICHEL (*Charles*-Moïse), C. ❋, au Cap Dorat, par Lavaur (Tarn).
SERGENT (Étienne-Louis-Marie-*Edmond*), C. ❋, ♖, à Alger.
BOUIN (André-*Pol*), O. ❋, à Vendresse (Ardennes).
LEJAY (*Pierre*), O. ❋, ♖, à Paris.
DUPOUY (*Gaston*-Léopold), C. ❋, à Toulouse.
GUYÉNOT (*Émile*-Louis-Charles), ❋, à Genève (Suisse).
NÉEL (*Louis*-Eugène-Félix), O. ❋, ♖, à Grenoble.
ESCANDE (*Léopold*-Charles-Marie-Jean-Baptiste), O. ❋, à Toulouse.
MALLEMANN (*René*-Jean-Gérard-Henri DE), ❋, à Nancy.
VANDEL (*Albert*-Pôl-Marie), ❋, à Toulouse.
DELÉPINE (*Gaston*-Georges), ❋, à Lille.
MORET (*Léon*-Marie-Louis), O. ❋, ♖, à Grenoble.

APPLICATIONS DE LA SCIENCE A L'INDUSTRIE.

PORTEVIN (*Albert*-Marcel-Germain-René), G. O. ❋, à Paris.
CHEVENARD (*Pierre*-Antoine-Jean-Sylvestre), C. ❋, à Paris.
DARRIEUS (*Georges*-Jean-Marie-Eugène), O. ❋, ♖, à Houilles (Seine-et-Oise).
PARODI (*Hippolyte*), C. ❋, ♖, à Paris.
PERRIN (*René*-Marie-Victor), O. ❋, à Paris.
....

ASSOCIÉS ÉTRANGERS.

BORDET (*Jules*-Jean-Baptiste-Vincent), G. C. ❋, à Bruxelles.
LA VALLÉE POUSSIN (*Charles*-Jean-Gustave-Nicolas DE), C. ❋, à Boitsfort (Belgique).
BOHR (*Niels* Henrik David), O. ❋, à Copenhague.
HAAS (*Wander Johannes* DE), O. ❋, à Lœnersloot (Pays-Bas).
RUSSELL (Sir Edward *John*), à Woodstock, Oxon (Angleterre).
RAMAN (Sir *Chandrasekhara Venkata*), à Bangalore (Indes).
KARRER (*Paul*), O. ❋, à Zurich (Suisse).
SIEGBAHN (Karl *Manne* Georg), C. ❋, à Stockholm.
KÁRMÁN (Théodore DE), O. ❋, à Pasadena (Californie).
BRAGG (Sir William *Lawrence*), à Londres.
SPENCER JONES (Sir *Harold*), à Hailsham, Sussex (Angleterre).

MM.
WAKSMAN (*Selman* Abraham), C. ✻, à New Brunswick (New Jersey).
BERNSTEIN (*Serge*), à Moscou.
HOUSSAY (*Bernardo* Alberto), O. ✻, à Buenos Aires.
HOLMES (*Arthur*), à Edimbourg (Ecosse).
KEILIN (*David*), à Cambridge (Angleterre).
GÄUMANN (*Ernst*), à Zurich.
BLALOCK (*Alfred*), ✻, à Baltimore (Maryland).
SEVERI (*Francesco*), à Rome.
COURNAND (*André*-Frédéric), ✻, ✠, à New York.

CORRESPONDANTS.

SCIENCES MATHÉMATIQUES ET PHYSIQUES.

SECTION Ire. — *Géométrie* (10).

NÖRLUND (*Niels Erik*), C. ✻, à Copenhague.
VINOGRADOV (*Ivan* Matveevich), à Moscou.
POLYA (*George*), à Palo Alto (Californie).
SIERPINSKI (*Waclaw*), O. ✻, à Varsovie.
SCHMIDT (*Erhardt*), à Berlin.
MILLOUX (Paul-*Henri*), ✻, à Caudéran (Gironde).
SIEGEL (*Carl* Ludwig), à Göttingen (Allemagne).
MORSE (Harold *Marston*), ✻, ✠, à Princeton (New Jersey).
LEFSCHETZ (*Salomon*), à Princeton (New Jersey).
LITTLEWOOD (*John*-Edensor), à Cambridge (Angleterre).

SECTION II. — *Mécanique* (10).

ROY (*Louis*-Maurice), ✻, à Castres (Tarn).
THIRY (*René*-Paul-Eugène), O. ✻, à Malakoff (Seine).
RIABOUCHINSKY (*Dimitri* Pavlovitch), à Paris.
THULOUP (Émile-Adrien-*Albert*), C. ✻, à Grasse (Alpes-Maritimes).
BOULIGAND (*Georges*-Louis), O. ✻, à Paris.
TIMOSHENKO (*Stephen*), à Palo Alto (Californie).
TAYLOR (Sir *Geoffrey Ingram*), à Cambridge (Angleterre).

MM.
COLONNETTI (*Gustavo*), O. ❋, à Rome.
KAMPÉ DE FÉRIET (Marie-*Joseph*), O. ❋, à Lille.
VAN DEN DUNGEN (*Frans* Henri Antoine), à Boitsfort (Belgique).

SECTION III. — *Astronomie* (10).

BOSLER (*Jean*), O. ❋, à Marseille.
HERTZSPRUNG (*Ejnar*), à Tølløse (Danemark).
SHAPLEY (*Harlow*), à Peterborough (New Hampshire).
STRATTON (*Frederick* John Marrian), ❋, à Cambridge (Angleterre).
DAUVILLIER (*Alexandre*-Henri-Georges), à Bagnères (Hautes-Pyrénées).
LINDBLAD (*Bertil*), à Saltsjöbaden (Suède).
OORT (*Jan* Hendrik), à Leyde (Pays-Bas).
SWINGS (*Pol* Félix Ferdinand), à Esneux (Belgique).
....
....

SECTION IV. — *Géographie et Navigation* (10).

VENING MEINESZ (*Felix Andries*), à Amersfoort (Pays-Bas).
POISSON (Victor-Marie-Augustin-*Charles*), ❋, ✠, à Tananarive (Madagascar).
KOCH (*Lauge*), O. ❋, à Copenhague.
ROUCH (*Jules*-Alfred-Pierre), O. ❋, ✠, à Monte-Carlo.
MONOD (André-*Théodore*), ❋, à Dakar.
HAVELOCK (Sir *Thomas Henry*), à Newcastle on Tyne (Angleterre).
LAMBERT (*Walter Davis*), à Canaan (Connecticut).
PÉLISSIER (*Léon*-Alexandre-Melchior), O. ❋, à Sanary-sur-Mer (Var).
BAULIG (*Henri*), O. ❋, à Strasbourg.
COUTAGNE (*Aimé*), ❋, à Saint-Genis-Laval (Rhône).

SECTION V. — *Physique* (10).

HULUBEI (*Horia*), O. ❋, à Bucarest.
FORTRAT (*René*-Lucien), ❋, à Grenoble.
HENRIOT (*Émile* Jean Charles), O. ❋, ✠, à Boitsfort (Belgique).
BLACKETT (*Patrick* Maynard Stuart), à Londres.
ANDRADE (Edward Neville *da Costa*), ❋, à Londres.

MM.
FOËX (*Gabriel*-Gustave), ❋, ⚕, à Strasbourg.
WEISSKOPF (*Victor* Frederick), à Cambridge (Massachusetts).
SKOBELTZYNE (*Dmitry* Vladimirovitch), à Moscou.
ROUSSET (*Auguste*), à Bordeaux.
. . . .

SCIENCES CHIMIQUES ET NATURELLES.

SECTION VI. — *Chimie* (10).

LOCQUIN (Émile-*René*), ❋, à Lyon.
ROBINSON (Sir *Robert*), C. ❋, à Londres.
BRINER (*Émile*), ❋, à Genève.
EULER-CHELPIN (*Hans* Karl August Simon VON), à Stockholm.
DESCH (*Cecil Henry*), à Londres.
CORNUBERT (*Raymond*-Alexandre-Louis), O. ❋, à Laxou-Nancy.
BACKER (*Hilmar Johannes*), à Groningue (Pays-Bas).
ANDRIEUX (*Jean*-Lucien), O. ❋, à Grenoble.
MOUSSERON (*Max*-Jean), ❋, à Montpellier.
TIAN (*Albert*), ❋, à Marseille.

SECTION VII. — *Géologie* (10).

FOURMARIER (*Paul* Frédéric Joseph), ❋, à Liège (Belgique).
DALY (*Reginald Aldworth*), à Cambridge (Massachusetts).
PAULING (*Linus* Carl), à Pasadena (Californie).
BESAIRIE (*Henri*-Michel-Édouard), ❋, à Tananarive (Madagascar).
ROYER (*Louis*-Michel), ❋, à Alger.
READ (*Herbert Harold*), à Londres.
DUPARQUE (*André*-Benjamin-Louis-Eugène), ❋, à Lille.
PEYER (*Bernhard*), à Zurich.
. . . .
. . . .

SECTION VIII. — *Botanique* (10).

PERRIER DE LA BÂTHIE (Marie-Joseph-*Henri*-Alfred), ❋, à Saint-Pierre-d'Albigny (Savoie).
BOULY DE LESDAIN (*Maurice*-Léopold-Joseph), à Lille.

MM.
DANGEARD (*Pierre*-Jean-Louis), O. ❋, ⚜, à Bordeaux.
EMBERGER (*Louis*-Marie), ❋, à Montpellier.
MELIN (Johannes Botvid *Elias*), à Upsal (Suède).
WENT (*Frits* Warmott), à Pasadena (Californie).
MARTENS (*Pierre* Édouard), à Louvain (Belgique).
FERNANDES (*Abilio*), à Coïmbra (Portugal).
....
....

SECTION IX. — *Zoologie* (10).

ANCEL (*Paul*-Albert), ❋, à Paris.
BEAUCHAMP (Charles-Alfred-*Paul* MARAIS DE), ⚜, à Paris.
POLICARD (*Albert*), O. ❋, ⚜, à Paris.
HARRISON (*Ross Granville*), à New Haven (Connecticut).
HUXLEY (*Julian* Sorell), à Londres.
DAVYDOFF (*Constantin*), à Sceaux (Seine).
DE BEER (Sir *Gavin* Rylands), ❋, à Londres.
ANCONA (*Umberto* D'), ⚜, à Padoue (Italie).
BRIEN (*Paul* Louis Philippe), à Bruxelles.
....

SECTION X. — *Économie rurale* (10).

TSCHERMAK VON SEYSENEGG (*Erich*), à Vienne (Autriche).
HITIER (*Henri*-Joseph-Robert), G. O. ❋, à Revelles (Somme).
WALLACE (*Thomas*), à Bristol (Angleterre).
PALLMANN (*Hans* Adolf), à Zurich (Suisse).
FLÜCKIGER (*Gottlieb*), à Berne (Suisse).
JORET (François-Louis-*Georges*-Jules), O. ❋, à Amiens.
MIÈGE (*Émile*), O. ❋, ⚜, à Rabat (Maroc).
CURASSON (*Georges*-Maurice-Charles), O. ❋, à Poligny (Jura).
GAUSSEN (*Henri*-Marcel), ❋, à Toulouse.
LUNDEGÅRDH (*Henrik* Gunnar), à Penningby (Suède).

SECTION XI. — *Médecine et Chirurgie* (10).

HOLMGREN (*Israël*), C. ❋, à Stockholm.
REMLINGER (*Paul*-Ambroise), C. ❋, à Tanger (Maroc).
ADRIAN (*Edgar Douglas*), ❋, à Cambridge (Angleterre).

MM.
HEYMANS (*Corneille* Jean François), à Gand (Belgique).
MOURIQUAND (*Georges*-Émile-Jean-Achille-Paul), O. ❋, à Lyon.
HERMANN (*Henri*-Xavier), C. ❋, ♆, à Lyon.
GIRAUD (Raoul-*Gaston*), C. ❋, ♆, à Montpellier.
SANTY (*Paul*-Eugène), C. ❋, à Lyon.
. . . .
. . . .

SECTION XII. — *Sections des Académiciens libres et des Applications de la science à l'industrie* (10).

WESTGREN ((*Arne* Fredrik), à Stockholm.
DEHALU (*Marcel* Jacques Joseph), C. ❋, à Liège (Belgique).
BRONK (*Detlev* Wulf), à New York.
TIMMERMANS (*Jean* Émile Charles), à Boitsfort (Belgique).
TISELIUS (*Arne* Wilhelm Kaurin), O. ❋, à Uppsala (Suède).
CASSINIS (*Gino*), à Milan (Italie).
VAN DER POL (*Balthasar*), à Wassenaer (Pays-Bas).
HOUDREMONT (*Édouard*-Hyacinthe-Henri), à Essen (Allemagne).
. . . .
. . . .





COMPTES RENDUS

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 6 JANVIER 1958.

PRÉSIDENCE DE M. Léon BINET, PUIS DE M. Paul MONTEL,

M. le **Président** annonce le décès, survenu à Paris, le 1er janvier 1958, de M. **Louis Blaringhem**, Membre de la Section de Botanique. Il invite l'Académie à se recueillir en silence en signe de deuil.

L'allocution nécrologique d'usage sera lue en la présente séance, par M. **Raoul Combes**.

M. **Léon Binet**, Président, fait connaître à l'Académie l'état où se trouve l'impression des Recueils qu'elle publie et les changements survenus parmi les Membres, les Associés étrangers et les Correspondants pendant le cours de l'année 1957.

État de l'impression des Recueils de l'Académie au 1er janvier 1958.

Comptes rendus des séances de l'Académie. — Les fascicules de l'année 1957 ont paru chaque semaine régulièrement.

Les Tables des tomes 240, 241, 242 et 243 (1er et 2e semestres des années 1955 et 1956) sont parues et ont été mises en distribution. Celles du tome 244 (1er semestre de 1957) sont partiellement composées, celles du tome 245 (2e semestre de 1957) sont sur fiches.

Le volume des Tables générales pour la période 1941-1955, *Auteurs*, est en préparation.

Notices et discours. — Le tome 3 est imprimé, il paraîtra prochainement.

Procès-verbaux des séances de l'Académie des Sciences, tenues depuis la fondation de l'Institut jusqu'au mois d'août 1835.

Un volume de Tables générales est à l'impression.

Annuaire de l'Académie. — L'Annuaire pour 1958 a paru; il est mis en distribution au cours de la présente séance.

Membres décédés depuis le 1er janvier 1957.

Section des Applications de la science à l'industrie. — M. **Robert Esnault-Pelterie**, le 6 décembre, à Nice.

Membres élus depuis le 1er janvier 1957.

Section de Botanique. — M. **Lucien Plantefol**, le 13 mai, en remplacement de M. **Auguste Chevalier**, décédé.

Section d'Économie rurale. — M. **Maurice Fontaine**, le 25 février, en remplacement de M. **André Mayer**, décédé.

Membres non résidants. — M. **Léon Moret**, le 25 novembre, à Grenoble, en remplacement de M. **Luc Picart**, décédé.

Associés étrangers. — M. **Francesco Severi**, le 18 février, à Rome, en remplacement de M. **Albert Einstein**, décédé;

— M. **André Cournand**, le 18 février, à New York, en remplacement de M. **Walter Sydney Adams**.

Membres à remplacer.

Section des applications de la science à l'industrie. — M. **Robert Esnault-Pelterie**, mort à Nice, le 6 décembre 1957.

Correspondants décédés depuis le 1er janvier 1957.

Pour la Section d'Astronomie. — M. **Henry Norris Russell**, le 18 février, à Princeton (New Jersey);

— M. **Carl Størmer**, le 13 août, à Oslo.

Pour la Section de Physique. — Sir **John Townsend**, le 16 février, à Oxford (Angleterre).

Pour la Section de Chimie. — M. **Paul Walden**, le 22 janvier, à Gammertingen (Wurtemberg).

Pour la Section de Botanique. — M. **Charles Killian**, le 27 janvier, à Récife (Brésil);

— M. **René de Litardière**, le 24 octobre, à Mazières-en-Gâtine (Deux-Sèvres).

Pour la Section de Zoologie. — M. **Paul de Peyerimhoff de Fontenelle**, le 8 janvier, à Paris.

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Jean Giaja**, le 1er octobre, à Belgrade;

— M. **Louis Gallavardin**, le 2 décembre, à Lyon.

Pour les Sections des Académiciens libres et des Applications de la science à l'industrie. — **Lord Cherwell of Oxford**, le 3 juillet, à Oxford (Angleterre);

— M. **Irving Langmuir**, le 16 août, à Falmouth (Massachusetts).

Correspondants élus depuis le 1er janvier 1957.

Pour la Section de Géométrie. — M. **Salomon Lefschetz**, le 25 novembre, à Princeton (New Jersey), en remplacement de Sir **Edmund Whittaker**, décédé;

— M. **John Edensor Littlewood**, le 25 novembre, à Cambridge (Angleterre), en remplacement de M. **Maurice Fréchet**, élu membre de la section.

Pour la Section de Physique. — M. **Victor Frederick Weisskopf**, le 1er juillet, à Cambridge (Massachusetts), en remplacement de M. **Robert Andrews Millikan**, décédé;

— M. **Dmitry Skobeltzyne**, le 1er juillet, à Moscou, en remplacement de M. **Georges Reboul**, décédé;

— M. **Auguste Rousset**, le 1er juillet, à Bordeaux, en remplacement de M. **René de Mallemann**, élu membre non résidant.

Pour la Section de Chimie. — M. **Max Mousseron**, le 1er juillet, à Montpellier, en remplacement de M. **Charles Courtot**, décédé;

— M. **Albert Tian**, le 1er juillet, à Marseille, en remplacement de M. **Paul Walden**, décédé;

Pour la Section de Géologie. — M. **André Duparque**, le 18 février, à Lille, en remplacement de M. **Pierre Pruvost**, élu Membre de la section;

— M. **Bernard Peyer**, le 18 février, à Zurich, en remplacement de Sir **Lawrence Bragg**, élu Associé étranger.

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Paul Santy**, le 18 mars, à Lyon, en remplacement de M. **Léon Bérard**, décédé.

Pour les Sections des Académiciens libres et des Applications de la science à l'industrie. — M. **Balthasar Van der Pol**, le 6 mai, à Eindhoven (Pays-Bas);

— M. **Édouard Houdremont**, le 6 mai, à Essen (Allemagne).

Correspondants à remplacer.

Pour la Section d'Astronomie. — M. **Henry Norris Russell**, mort à Princeton, (New Jersey) le 18 février 1957;

— M. **Carl Størmer**, mort à Oslo, le 13 août 1957.

Pour la Section de Physique. — Sir **John Townsend**, mort à Oxford (Angleterre), le 16 février 1957.

Pour la Section de Géologie. — M. **Gaston Delépine**, élu Membre non résidant, le 19 novembre 1956;

— M. **Léon Moret**, élu Membre non résidant, le 25 novembre 1957.

Pour la Section de Botanique. — M. **Charles Killian**, mort à Récife (Brésil), le 27 janvier 1957;

— M. **René de Litardière**, mort à Mazières-en-Gâtine (Deux-Sèvres), le 24 octobre 1957.

Pour la Section de Zoologie. — M. **Paul de Peyerimhoff de Fontenelle**, mort à Paris, le 2 janvier 1957.

Pour la Section de Médecine et Chirurgie. — M. **Jean Giaja**, mort à Belgrade, le 1er octobre 1957;

— M. **Louis Gallavardin**, mort à Lyon, le 2 décembre 1957.

Pour la Section des Académiciens libres et des Applications de la science à l'industrie. — Lord **Cherwell of Oxford**, mort à Oxford (Angleterre), le 3 juillet 1957;

— M. **Irving Langmuir**, mort à Falmouth (Massachusetts), le 16 août 1957.

M. **Léon Binet**, Président sortant s'exprime en ces termes :

Mes chers Confrères,

Il y a deux ans, vous m'avez fait l'honneur de m'appeler à un siège — provisoire — de votre bureau : mon mandat s'achève aujourd'hui et je voudrais vous remercier très vivement pour la grande satisfaction éprouvée ici même.

Satisfaction de voir de près à l'œuvre nos deux secrétaires perpétuels, M. Louis de Broglie et M. Bobert Courrier dont j'ai admiré la sagesse, la compétence, l'activité.

Satisfaction d'avoir été en amicale coopération, hier avec M. Armand de Gramont, aujourd'hui avec M. Paul Montel.

Satisfaction d'observer le travail de nos archivistes, M. et Mme Pierre Gauja et de nos secrétaires de séance, MM. Gérard Petiau et Didier Bertrand, tous réalisant cet effort d'équipe qui aboutit à l'impression rapide de nos *Comptes rendus.*

J'ai la joie d'offrir mon fauteuil à M. Paul Montel dont tous admirent la jeunesse et la science et je demande à M. Albert Portevin, l'éminent métallographe, de venir prendre le fauteuil de vice-président.

Peut-être me permettrez-vous, avant de partir, d'annoncer qu'à la tristesse de vous quitter, existe le plaisir ressenti en adressant à tous ceux qui ont amélioré d'une façon étonnante notre salle de réunion — et en leur adressant notre propre gratitude.

J'ai aussi le devoir de vous faire part que ces jours prochains, de nouveaux timbres postaux officiels vont rendre hommage à la mémoire de quatre membres disparus de notre Académie des Sciences : l'aliéniste Pinel, un médecin Fernand Widal, un microbiologiste Charles Nicolle, un chirurgien René Leriche. Ces nouvelles images s'ajouteront à celle récemment consacrée au centième anniversaire de la Société des Amis des sciences et de la mort de son fondateur le chimiste Thenard ainsi qu'au timbre émis, il y a peu de temps, par la Principauté de Monaco en hommage à Charles Richet et Paul Portier; autant de manifestations qui font honneur à notre Compagnie et particulièrement à notre Section de Médecine et Chirurgie.

En prenant la Présidence, M. **Paul Montel** s'exprime en ces termes.

Mes chers Confrères,

Vous m'avez revêtu de la dignité présidentielle. Il vous a paru qu'un stage de vingt ans au sein de notre Compagnie conférait assez d'expérience et de maturité, sinon pour diriger vos débats, du moins pour les ordonner. Je vous en exprime ma profonde gratitude.

A la vérité, la position du Président de cette Académie est solidement étayée par nos Secrétaires perpétuels, MM. de Broglie et Courrier. Mentors bienveillants et discrets, ils le maintiennent dans le droit chemin et lui évitent les faux pas. Ils sont l'âme de notre Maison et en perpétuent la grandeur. Nous ne leur serons jamais assez reconnaissants pour la tâche qu'ils accomplissent, souvent dans l'ombre et le silence.

Votre Président est aidé aussi par nos Secrétaires-archivistes, M. et M[me] Gauja, dont la bonne grâce souriante est inépuisable et par nos Secrétaires de rédaction, MM. Petiau et Bertrand, animateurs infatigables de nos *Comptes rendus* hebdomadaires.

Notre Président sortant, M. Léon Binet, a rempli ses fonctions avec un éclat dont je demeure un peu aveuglé. A défaut de sa grande autorité, je m'efforcerai de profiter des leçons de courtoisie et de bienveillance que j'ai prises à ses côtés.

J'aurai près de moi notre Confrère Portevin à qui m'unissent des

liens d'amitié noués au début de la dernière guerre. Notre Confrère Raoul Dautry, alors Ministre de l'Armement, avait réalisé cette coopération des savants alliés qu'on cherche actuellement à rétablir. Il avait créé la Mission franco-britannique que j'ai eu l'honneur de diriger. Elle était chargée d'associer, pour les recherches relatives à la guerre, les efforts des savants des deux côtés de la Manche. Quand il s'est agi de grouper les métallurgistes, techniciens et scientifiques, une délégation fut envoyée à Londres dont le Président unanimement désigné était M. Portevin.

Malgré ce concours de bonnes volontés, une inquiétude m'est venue, née de la nature même de ma spécialité. Sans doute, son séjour continuel au sein de l'abstraction, dans une région dépendant d'un petit nombre de paramètres, gêne l'adaptation du mathématicien à la vie concrète où le nombre des variables est immense, où les nuances et les demi-teintes jouent un grand rôle. Il y a plus : un travail remarquable, préparé sous la direction d'un éminent psychiâtre et présenté l'an dernier à la Faculté de Médecine de Paris, étudie la « Psychopathologie de l'esprit mathématique et du mathématicien » et ses conclusions, reposant sur un nombre important d'observations cliniques, de consultations, de biographies, sont inquiétantes pour les géomètres. Elles aboutissent au classement des mathématiciens dans une zone morbide qui va de l'obsédé léger au délirant caractérisé. En particulier, la pensée réflexive, critique, systématique, méthodique qui est à la base du mouvement axiomatique actuel est, à bien des égards, comparable à la pensée obsessionnelle très connue des psychiâtres. Une seule idée réconfortante surgit à propos des tests pour l'examen de la détérioration mentale avec l'âge. « Le déclin, écrit l'auteur, est très lent chez ceux qui ont atteint un niveau élevé, ce qui explique que les mathématiciens, spécialement les plus célèbres, conservent leur intelligence à un âge avancé comme le constatait déjà Möbius. » Peut-être aussi le souvenir d'hommes qui, comme Paul Painlevé et Émile Borel, furent à la fois de puissants mathématiciens et de grands serviteurs du pays peut-il nous apporter un grand encouragement.

Vous seriez surpris, mes Chers Confrères, si je ne faisais à mon tour, appel au silence au cours de nos séances, appel toujours proféré et jamais entendu. On s'en est généralement pris aux auditeurs. Je crois que les orateurs ont une part de responsabilité dans la rumeur qui enrobe leurs propos. Ils entrent parfois dans un sujet ardu sans le faire précéder d'un préambule qui forcerait l'attention des non-spécialistes. Ils emploient quelquefois un langage ésotérique et même des sigles inconnus alors que tout peut être exprimé ou au moins résumé dans le langage courant. C'est en se servant du vocabulaire des honnêtes gens que Racine a décrit

les nuances les plus délicates de la sensibilité et Henri Poincaré, les formes les plus complexes de la pensée.

La difficulté principale vient de la science elle-même, de la rapidité de son développement, de son morcellement incessant. Notre tour d'ivoire se transforme fatalement en tour de Babel. Les grands Congrès internationaux embrassant une vaste discipline perdent peu à peu de leur intérêt. A leur place se multiplient les colloques limités à une branche particulière ou à un groupe de pays que rapprochent des formes voisines de pensée.

Seule la courtoisie peut réussir à mettre une sourdine à ces conversations particulières pourtant bien instructives quelquefois. Peut-être aussi, comme l'indiquait mon prédécesseur, pourrait-on éviter que notre salle de séances ne serve dans toute sa longueur de lieu de passage à des visiteurs qui transforment nos orateurs en prédicants de jardins publics.

Une question qui se présente nécessairement à l'esprit de votre Président concerne le rôle de notre Académie et son utilité sociale. Notre Confrère Anatole France a écrit dans *Le jardin d'Épicure* : « Les vieillards tiennent beaucoup trop à leurs idées. C'est pourquoi les naturels des îles Fidji tuent leurs parents quand ils sont vieux. Ils favorisent ainsi l'évolution tandis que nous en retardons la marche en faisant des Académies. » Il me semble que cette appréciation est trop sévère, en particulier pour l'Académie des Sciences. La masse imposante et toujours en expansion de nos *Comptes rendus* que le monde scientifique réclame avidement ne répand-elle pas impartialement toutes les découvertes scientifiques nouvelles, leurs transformations, leurs conséquences ? Les prix et les subventions que nous accordons ne servent-ils pas de ferment puissant pour la recherche ? Le soin que nous apportons à la désignation de titulaires pour les postes importants dans nos grands foyers scientifiques n'a-t-il pas pour effet d'attirer vers la science le plus d'esprits créateurs ?

Sans doute certaines théories ont rencontré parfois d'ardents contradicteurs ou, ce qui est pis, une parfaite indifférence. Mais l'incompréhension est elle aussi une servante de la science car elle provoque de nouvelles recherches, des expériences cruciales, la préparation d'arguments plus convaincants. L'incompréhension est féconde comme l'erreur dont elle constitue l'une des formes. Le rôle bienfaisant de l'erreur n'est contesté par personne et notre Confrère Jules Romains a fait élever une statue à l'erreur scientifique sur une place publique de la ville qu'il a fondée. Huyghens écrivait en 1668 : « La quadrature du cercle a fait trouver tant de belles choses aux géomètres que, afin qu'ils ne soient pas privés d'un exercice si utile, je suis d'avis de défendre la possibilité d'y parvenir ». Il en a été de même pour le postulat d'Euclide et pour ces séries diver-

gentes, dont Henri Poincaré a révélé le mécanisme, qui ont rendu de grands services aux astronomes parce qu'on les croyait convergentes comme paraissait le montrer l'examen des premières sommes partielles.

Dans ses lettres à George Sand, Gustave Flaubert soutient que le gouvernement d'un pays doit être confié à une section de l'Institut, que l'Académie des Sciences doit se substituer à la plus haute autorité morale. Je crains qu'il n'y ait dans ces propos quelque exagération. Je crois que la vérité trouve sa place entre l'affirmation de Flaubert et la boutade de France et que notre Compagnie n'a mérité : « ni cet excès d'honneur ni cette indignité ». La sagesse consiste sans doute à remplir simplement notre tâche avec le souci constant de servir la science que nous aimons passionnément, d'aider ceux qui viennent à elle, ceux qui pratiquent le culte des valeurs de l'esprit et qu'anime un amour inébranlable pour la vérité.

Je donne la parole à M. **Raoul Combes** pour la lecture de sa Notice nécrologique sur M. **Louis Blaringhem.**

Notice nécrologique sur Louis Blaringhem,

par M. **Raoul Combes.**

Notre confrère **Louis Blaringhem** s'est éteint dans la nuit du 31 décembre au 1er janvier, à l'âge de 79 ans. Il était membre de notre Compagnie depuis trente ans, ayant succédé en 1928 à Léon Guignard dans la Section de Botanique.

Fils et petit-fils d'agriculteurs, il était né le 1er février 1878, dans un village des Flandres, près de Béthune, à Locon, où il passa toute sa jeunesse.

A la fin de ses études secondaires il vient à Paris, se présente en 1898 aux concours de l'École Normale supérieure et de l'École Polytechnique, est reçu aux deux et choisit l'École Normale. Il y passe quatre années, de 1899 à 1903, à préparer la licence ès sciences, puis l'agrégation des Sciences naturelles; il obtient la première en 1902 et la seconde en 1903. Il y assure ensuite, jusqu'en 1907, les fonctions d'agrégé-préparateur de Géologie, puis de Botanique. Au cours de cette période il prépare sa thèse de doctorat qu'il soutient en 1907.

En cette même année il est chargé d'un cours de Biologie agricole à la Faculté des Sciences de Paris, et deux ans plus tard Émile Roux lui confie les fonctions de chef de service à l'Institut Pasteur, avec la direction de l'Arboretum de la Maulévrie, près d'Angers.

En 1912 il est nommé professeur d'Agriculture au Conservatoire des Arts et Métiers et occupe cette chaire jusqu'en 1922. Il revient alors à la Sorbonne comme maître de conférences de Botanique, délégué à l'École Normale, où il est chargé de la préparation des élèves à l'agrégation des Sciences naturelles.

Enfin en 1930 il est nommé professeur titulaire à la Sorbonne, dans une chaire à titre personnel qu'il occupe jusqu'à sa retraite en 1949.

Parmi les maîtres auxquels il devait sa formation scientifique, deux biologistes exercèrent sur l'orientation de ses recherches et sur l'ensemble de sa carrière une influence décisive : Alfred Giard, dont il reçut l'enseignement à la Sorbonne, et Julien Costantin, qui fut son professeur à l'École Normale. Il devait aussi beaucoup à Émile Roux, directeur de l'Institut Pasteur. Pour ces trois hommes il conserva pendant toute sa vie des sentiments profonds de respectueuse admiration et d'affectueuse reconnaissance.

Louis Blaringhem débuta dans la recherche scientifique en 1902, à la fin de sa préparation de la licence ès sciences. Le biologiste hollandais Hugo De Vries venait de proposer une nouvelle théorie de l'évolution des êtres, la théorie dite des mutations ou des variations brusques. Comme conclusion d'une série de recherches sur la descendance d'une population de plantes appartenant au genre *Œnothera*, il défendait l'idée que les êtres peuvent varier par la brusque apparition, dans leur descendance, d'un ou de plusieurs individus possédant des caractères nouveaux pour l'espèce et pouvant se perpétuer sans altération par reproduction sexuée. Le savant hollandais attribuait à la vieillesse de l'espèce ou à quelque autre phénomène interne mal défini le pouvoir de déterminer cette crise de mutabilité, et il insistait sur la périodicité de ces phénomènes ainsi que sur l'indépendance des mutations et des facteurs du milieu extérieur.

La publication de la théorie de Hugo De Vries eut un retentissement considérable dans le monde des biologistes. Alfred Giard, qui avait été l'un des premiers, en France, à propager et à défendre les idées transformistes, acceptait volontiers, dans la théorie des mutations, l'idée d'une variation des espèces par apparitions brusques de caractères nouveaux mais, lamarckien convaincu, il se refusait à admettre que ces phénomènes fussent exclusivement d'origine interne, et indépendants des actions exercées par le milieu.

Deux autres maîtres de Louis Blaringhem, Julien Costantin et Gaston Bonnier, adoptaient des positions analogues. Depuis vingt ans ils poursuivaient l'étude expérimentale de l'action du milieu extérieur sur la forme et la structure des végétaux. Leurs travaux relatifs à l'action exercée par le milieu aquatique, le climat alpin, leur avaient permis de mettre en évidence la remarquable plasticité des formes et des structures végétales

sous l'action des variations du milieu. Autour d'eux s'était constituée une école très active, qui avait rapidement accumulé une abondante récolte de données nouvelles sur les possibilités de variation des plantes sous l'action de divers facteurs du milieu. Les transformations ainsi provoquées chez les individus étaient si profondes qu'il était impossible aux expérimentateurs d'admettre que des actions externes convenablement choisies, suffisamment puissantes, et appliquées à des stades du développement favorables, fussent incapables d'exercer des effets assez intenses pour se prolonger dans la descendance et déclencher la variation de l'espèce. Bonnier, Costantin et leurs élèves demeuraient donc, comme Alfred Giard, fidèles à la pensée de Lamarck, sans toutefois repousser la notion de mutation.

Telles étaient les idées que développaient, au début de ce siècle, les maîtres de la Biologie à la Sorbonne et à l'École Normale. Elles faisaient l'objet des méditations du jeune Blaringhem lorsqu'il se préparait à aborder la recherche scientifique. Les hasards de promenades dans les champs de son village natal, au cours des vacances, allaient lui fournir l'occasion de prendre une part active à la solution des grands problèmes qui le captivaient.

En observant un champ de maïs, son attention fut attirée sur des pieds présentant des anomalies de l'inflorescence terminale; certains des épillets mâles étaient métamorphosés en épillets femelles fertiles. L'examen de l'ensemble du champ, la localisation des pieds anormaux en bordure des parcelles, le conduisirent à la conviction que les causes des anomalies étaient des mutilations. Il récolte des grains sur les inflorescences anormales, en étudie la structure et, dès l'année suivante, commence une série d'expériences qui devaient le conduire cinq ans plus tard à une thèse de doctorat des plus brillantes.

Au cours de ces cinq années il démontre expérimentalement que les traumatismes opérés sur le Maïs de Pensylvanie peuvent provoquer l'apparition de monstruosités diverses et notamment d'anomalies florales. Il fait une analyse méthodique des phénomènes, définissant les degrés dans les mutilations et les intensités dans les anomalies, mettant en évidence les causes physiologiques immédiates de ces dernières, et par une étude statistique il établit la loi de la métamorphose des inflorescences. D'autre part, il étudie la descendance des plantes traumatisées et il constate que, dans certains cas, les monstruosités sont héréditaires. Il obtient ainsi la fixation de quatre formes de Maïs nouvelles dont les graines furent distribuées en France et à l'étranger pour contrôle. Enfin il montre la généralité du phénomène en étendant son expérimentation à 58 variétés de Maïs, puis à des plantes appartenant à d'autres familles.

En créant ainsi des races nouvelles par mutilation d'organes végétatifs

Blaringhem donne la preuve que l'hérédité de l'espèce ne dépend pas seulement, comme le croyait Hugo De Vries, des facteurs internes, mais que le milieu ambiant, et l'homme en particulier, ont le pouvoir de provoquer et de stabiliser des états divers, qui ne se produiraient qu'exceptionnellement dans la nature et ne pourraient se maintenir. Il démontre que l'adaptation lamarckienne des éléments sexuels à de nouvelles conditions de vie a le pouvoir de provoquer l'apparition d'êtres nouveaux dont la descendance peut être perpétuée sans variations. Et il conclut en proposant une théorie de l'origine des espèces qui tienne compte de ces faits : la mutation déclenchée par les changements de milieu.

Depuis cette époque, de multiples confirmations ont été apportées aux conclusions formulées par Louis Blaringhem. La production expérimentale de mutations est devenue de pratique courante. L'application de substances chimiques très actives, l'action de diverses radiations : rayons X, radiations de corps radioactifs sont aujourd'hui communément utilisées pour provoquer des désordres dans la matière vivante des individus, et produire des mutations de lignées.

Hugo De Vries fut naturellement l'un des premiers à s'intéresser aux résultats qu'obtenait Blaringhem sur les Maïs et, à partir de 1905, le jeune généticiste était cordialement accueilli chaque année au Jardin botanique d'Amsterdam par le fondateur de la théorie des mutations, auprès de qui il étudiait les nouvelles races d'Œnothères nées de variations brusques.

En France, les techniciens de l'Agriculture se montraient également très attentifs à ces recherches et, sous la pression de certains d'entre eux, Louis Blaringhem était contraint d'aborder un autre chapitre de la Génétique, celui de la sélection appliquée à l'amélioration des plantes cultivées. En 1904, la Société d'encouragement de la culture des orges de brasserie en France sollicitait en effet son aide pour améliorer la production des orges. Le principal caractère recherché dans la fabrication du malt était la régularité de germination des semences. Louis Blaringhem se prépare à ce nouveau travail en allant faire un stage en Suède, au Laboratoire d'essais de semences de Svalöf, dirigé par Hjalmar Nillson, qui avait mis au point les nouvelles méthodes de sélection généalogiques. Rentré à Paris, il entreprend de les appliquer à des orges originaires de diverses régions de la France. Cinq ans plus tard, il était parvenu à isoler de nombreuses lignées pures parmi lesquelles 16 furent retenues, adaptées chacune à un climat ou à un sol déterminé : Champagne sèche, Champagne fertile, Aube, Indre, Nord, départements du Midi. En 1930, toutes les orges de brasserie cultivées en France provenaient des lignées sélectionnées par Blaringhem et ses collaborateurs.

En 1914, le 3 août, Louis Blaringhem est mobilisé; il prend part à la bataille de l'Yser avec les fusiliers marins, puis aux combats de Douai,

de Mont-Saint-Éloi et de Pervyse en 1914, à celui de Nieuport en 1915. Il est cité à l'ordre du régiment en janvier 1916, reçoit la croix de guerre et, en 1918, il est inscrit au tableau de la Légion d'honneur à titre militaire.

En 1918, détaché au Service des fabrications de l'aviation, ses compétences de biologiste permirent de résoudre certains problèmes très importants pour la défense nationale. Au moment où les disponibilités en bois de Noyer, considéré alors comme le seul bois convenant à la fabrication des hélices d'avions, ne suffisaient plus à satisfaire les besoins des usines, Blaringhem mit au point une méthode permettant de rendre aptes à l'usage envisagé des arbres, l'Orme par exemple, qui normalement sont inutilisables. Cette méthode consistait à provoquer chez ces arbres un vieillissement accéléré par injection d'un fixateur, le bichromate de soude. Les arbres soumis à ce traitement fournissaient dans un délai très court, trois mois après l'abattage, un bois sain, parfaitement propre à la fabrication des hélices, dont la souplesse était conservée, où fibres et parois cellulaires ligneuses étaient demeurées intactes.

Démobilisé en juin 1919, il reprend ses recherches de Génétique. Sollicité par le Syndicat des rouisseurs et teilleurs du Nord, il entreprend sur les Lins à fibres une expérimentation analogue à celle qui lui avait si bien réussi sur les orges. En quelques années, il parvient à sélectionner six lignées qui sont aussitôt distribuées aux producteurs.

Parallèlement à ses recherches sur le mécanisme des mutations et à ses travaux de sélection, Blaringhem a mené à bien d'importantes études dans un troisième domaine de la Génétique, celui de l'hybridation. On lui doit de très pénétrantes recherches sur les lois de la transmission des caractères dans les hybrides. Il remit en honneur l'œuvre à peu près oubliée de Charles Naudin. Parvenu à une remarquable habileté dans la délicate technique des croisements, il réalisa, cultiva et étudia une quantité considérable d'hybrides, surtout dans le groupe des céréales.

Parmi les autres questions de Biologie végétale qui ont fait l'objet de ses recherches, signalons les phénomènes de xénie, les caractères d'infantilisme chez les plantes cultivées, et en particulier chez les hybrides, le polymorphisme floral, la thermogénèse chez les végétaux.

Dans la longue liste de ses publications — plus de 300 — rappelons son livre *Mutations et traumatismes*, paru en 1908; sa traduction, la même année, de l'Ouvrage de De Vries, *Espèces et variétés*, puis *Les transformations brusques des êtres vivants*, en 1911; *Le perfectionnement des plantes*, en 1913; *Les problèmes de l'hérédité expérimentale*, en 1919; *Pasteur et le transformisme*, en 1923; *Principes et formules de l'hérédité mendélienne*, en 1928.

Pendant 55 ans Louis Blaringhem, biologiste passionné et enthousiaste,

habile expérimentateur, riche d'une vaste érudition, servie par une mémoire remarquable, en même temps qu'il participait par son enseignement à la formation scientifique de plusieurs générations d'étudiants, s'est consacré à l'étude des grands problèmes de Génétique et, par ses découvertes, a joué un rôle important dans l'évolution de cette Science; en outre, par la partie de son œuvre relative aux applications de la Génétique il a efficacement contribué aux progrès de l'Agriculture.

Louis Blaringhem avait été élu Président de notre Compagnie pour l'année 1947. Il était commandeur de la Légion d'honneur.

L'Académie des Sciences s'associe respectueusement à la douleur de sa fille, Mme Galleron-Blaringhem et lui offre, ainsi qu'à sa famille, l'hommage de sa profonde sympathie.

M. le **Ministre de l'Éducation nationale, de la jeunesse et des sports** adresse ampliation du décret, en date du 18 décembre 1957, portant approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **Léon Moret**, pour occuper, dans la Section des Membres non résidants, la place vacante par le décès de M. *Luc Picart*.

Il est donné lecture de ce décret.

M. le **Secrétaire perpétuel** dépose sur le Bureau le tome XV, 2e série, des *Œuvres d'Euler*, publiées sous les auspices de la Société Helvétique des sciences naturelles.

M. **Arnaud Denjoy** fait hommage à l'Académie d'un ouvrage de Sophie Piccard intitulé : *Sur les bases des groupes d'ordre fini*, dont il a écrit la *Préface*.

M. **John Edensor Littlewood** adresse à l'Académie une collection de tirages à part de ses travaux de mathématiques.

DÉSIGNATIONS.

M. **Maurice Fréchet** est adjoint à la délégation précédemment désignée pour représenter l'Académie aux Cérémonies qui auront lieu à Amsterdam, du 6 au 9 mai 1958, à l'occasion du cent cinquantième anniversaire de la fondation de l'**Académie Royale Néerlandaise des sciences et des lettres**.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de l'Éducation nationale, de la jeunesse et des sports** invite l'Académie à lui présenter une liste de candidats :

1° à la place de Membre titulaire du Bureau des Longitudes, vacante par la mort de M. *Guillaume Grandidier;*

2° à la Chaire de chimie appliquée aux Corps organisés du Muséum national d'Histoire naturelle, vacante par la mort de M. *Sannié.*

(Renvoi pour la première de ces places à la division des sciences mathématiques et physiques, pour la seconde à la section de chimie.)

MM. **Robert Genty** et **Edmond Sergent** adressent des remercîments pour les distinctions accordées à leurs travaux.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Une série de tirages à part des travaux de botanique de M. Walter Robyns et des Notices sur *Auguste Chevalier* (1873-1956) et *Émile De Wildeman* (1866-1947);

2° *Peut-on fonder une morale de la Science ?* Enquête de Henri Corbière, in *L'Age nouveau*; *idées, lettres et arts;*

3° Université de Paris. *Les Conférences du Palais de la Découverte.* Série A, n° 231;

4° Office national interprofessionnel des céréales. (Service technique). *Conservation des céréales. Grain sain et thermodynamique.* Conférence du 3 mai 1955 à l'Institut national agronomique, faite par M. Pierre Schribaux;

5° Académie des sciences de Bielorussie. *Doklady Akademii nauk B. S. R. R.* 1957. Tom I, n°s 1, 2.

LOGIQUE. — *Les ensembles récursivement ouverts ou fermés, et leurs applications à l'Analyse récursive.* Note (*) de M. **Daniel Lacombe**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Définitions d'un ensemble récursivement ouvert et d'un ensemble récursivement fermé. Propriétés de ces ensembles. Équivalence entre la notion d'ensemble récursivement fermé non vide et la notion d' « ensemble des abscisses où une fonction réelle récursive prend sa valeur maximum ». Démonstration de deux résultats relatifs à cette dernière notion.

1. *Notations.* — Nous désignerons par **Q** l'ensemble des nombres rationnels, par **R** l'ensemble des nombres réels, par **S** le segment réel $[0, 1]$, et par $\mathbf{\Omega}$ l'ensemble des intervalles ouverts de **S** à extrémités rationnelles (¹). **Q** et $\mathbf{\Omega}$ sont supposés munis chacun d'une numérotation biunivoque et récursive.

Soit E un sous-ensemble quelconque de **S**. Nous désignerons par $\mathbf{Int}(E)$ le sous-ensemble de $\mathbf{\Omega}$ ainsi défini : $\omega \in \mathbf{Int}(E) \rightleftharpoons \overline{\omega} \subset E$ ($\overline{\omega}$ étant l'adhérence de ω).

Soit f une application continue de **S** dans **R**. Nous désignerons par $\mathbf{Max}(f)$ l'ensemble constitué par les abscisses des maximums absolus de f :

$$x \in \mathbf{Max}(f) \rightleftharpoons (t)\{t \in \mathbf{S} \rightarrow [f(t) \leqq f(x)]\}.$$

2. *Définitions.* — Soit E un sous-ensemble de **S**. Nous dirons que E est *récursivement ouvert* s'il existe un sous-ensemble récursivement énumérable Φ de $\mathbf{\Omega}$ (les éléments de Φ pouvant éventuellement empiéter) tel qu'on ait $E = \bigcup_{\omega \in \Phi} \omega'$.

Un sous-élément de **S** sera dit *récursivement fermé* si son complémentaire par rapport à **S** est récursivement ouvert.

3. On démontre immédiatement les deux théorèmes suivants :

Théorème I. — *L'intersection de deux ensembles récursivement ouverts est un ensemble récursivement ouvert.*

Théorème II. — *La réunion d'une suite récursive d'ensembles récursivement ouverts est un ensemble récursivement ouvert.*

4. Théorème III. — *Soit E un sous-ensemble ouvert de* **S**. *Pour que E soit récursivement ouvert, il faut et il suffit que* $\mathbf{Int}(E)$ *soit récursivement énumérable.*

Démonstration. — La condition est suffisante, car on a $E = \bigcup_{\omega \in \mathbf{Int}(E)} \omega$. La condition est nécessaire ; en effet, soit Φ le sous-ensemble récursivement énumérable de $\mathbf{\Omega}$ qui définit E ; d'après le théorème de Borel-Lebesgue, si $\overline{\alpha} \subset E$ il existe un sous-ensemble fini Ψ de Φ tel qu'on ait $\overline{\alpha} \subset \bigcup_{\omega \in \Psi} \omega$.

5. Théorème IV. — *Tout point isolé d'un ensemble récursivement fermé est récursif* (²).

Démonstration. — Soit F un sous-ensemble récursivement fermé de **S**, et soit E son complémentaire. Soit x un nombre réel, et soient a, b deux nombres rationnels, tels qu'on ait : $x \in F$; $[a, x[\subset E$; $]x, b] \subset E$.

Pour un élément q quelconque de **Q**, on a alors :

$$q < x \rightleftharpoons [q \leqq a \quad \text{ou} \quad]a, q[\in \mathbf{Int}(E) ;$$
$$q > x \rightleftharpoons [q \geqq b \quad \text{ou} \quad]q, b[\in \mathbf{Int}(E).$$

Les ensembles $\mathbf{Q} \cap]-\infty, x[$ et $\mathbf{Q} \cap]x, +\infty[$ sont donc récursivement énumérables. Et par conséquent x est récursif.

6. Lemme. — *Soit f une fonction réelle récursive de p variables. Soit M le sous-ensemble de $\mathbf{Q}^p$ (ou de $\mathbf{Q}^p \cap \mathbf{S}^p$ si f n'est définie que sur $\mathbf{S}^p$) ainsi défini : $(q_1, \ldots, q_p) \in M \rightleftharpoons f(q_1, \ldots, q_p) < 0$. Alors M est récursivement énumérable.*

La démonstration est immédiate à partir de la définition des nombres réels récursifs et des fonctions réelles récursives.

Théorème V. — *Si f est une fonction réelle récursive définie sur $\mathbf{S}$, l'ensemble $\mathbf{Max}(f)$ est récursivement fermé.*

Démonstration. — Posons $g(x, y) = max\{f(t)\}_{x \leq t \leq y} - max\{f(t)\}_{t \in \mathbf{S}}$. On sait que cette fonction g est récursive [3].

Soit E le complémentaire de $\mathbf{Max}(f)$. On a : $]q, q'[\in \mathbf{Int}(E) \rightleftharpoons g(q, q') < 0$.

Il ne reste plus qu'à appliquer le lemme et le théorème III.

7. Théorème VI. — *Soit F un sous-ensemble récursivement fermé non vide de $\mathbf{S}$. Il existe une fonction réelle récursive f définie sur $\mathbf{S}$ telle qu'on ait $F = \mathbf{Max}(f)$.*

Démonstration. — Soit E le complémentaire de F. Par hypothèse, il existe une suite récursive (ω_n) d'éléments de $\mathbf{\Omega}$ telle qu'on ait $E = \bigcup_{0 \leq n < \infty} \omega_n$. Soit $\omega_n =]a_n, b_n[$.

Considérons la fonction réelle f_n définie sur $\mathbf{S}$ de la manière suivante : pour $x \notin]a_n, b_n[$, $f_n(x) = 2^{-n}$; pour $x = (a_n + b_n)/2$, $f_n(x) = 0$; f_n est linéaire sur $[a_n, (a_n + b_n)/2]$ et sur $[(a_n + b_n)/2, b_n]$.

Posons $f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(x)$. La série (f_n) étant récursive et récursivement convergente, la fonction f est récursive [4]. Or on a :

$$x \in F \rightleftharpoons f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} 2^{-n} = 2 ; \qquad x \in E \rightleftharpoons f(x) < 2.$$

Comme $F \neq \emptyset$ par hypothèse, on a bien $F = \mathbf{Max}(f)$.

8. S. C. Kleene a démontré le théorème suivant [5] :

Théorème VII. — *Il existe un sous-ensemble récursivement ouvert de $\mathbf{S}$ qui contient tous les nombres réels récursifs de $\mathbf{S}$ mais qui n'est pas identique à $\mathbf{S}$.*

9. Des théorèmes IV et V, on déduit un résultat classique sur les maximums isolés d'une fonction réelle récursive [6].

Des théorèmes VI et VII, on déduit l'existence d'une fonction réelle récursive définie sur $\mathbf{S}$ dont le maximum n'est atteint pour aucune abscisse récursive [résultat annoncé dans une Note précédente [7]].

(*) Séance du 21 octobre 1957.

(1) Il s'agit d'intervalles *ouverts sur* $\mathbf{S}$. Nous conviendrons donc que, pour $q \in \mathbf{Q} \cap \mathbf{S}$, on a $[0, q[\in \Omega$ et $]q, 1] \in \Omega$.

(2) Ce résultat est manifestement lié à la compacité locale de $\mathbf{S}$. Un contre-exemple est fourni par l'espace $\mathbf{C}$ des fonctions continues définies sur $\mathbf{S}$ et à valeurs dans $\mathbf{R}$ (avec la

topologie de la convergence uniforme). **C** étant muni d'une base d'ouverts canoniques et canoniquement numérotée, on peut en effet définir un sous-ensemble récursivement fermé de **C** réduit à un seul élément, cet élément n'étant pas récursif. *Cf.* aussi MYHILL, Communication au Colloque *Constructivity in Mathematics* (Amsterdam, 26-31 août 1957); *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1106.

(3) A. GRZEGORCZYK, *Fund. Math.*, 42, n° 1, 1955, p. 168-202; D. LACOMBE, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 151, § 25, th. IX.

(4) *Cf.* D. LACOMBE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 838, § 4, th. II.

(5) S. C. KLEENE, *Proc. Int. Congress of Math.*, 1, 1950, p. 679. Le théorème VIII est une conséquence immédiate de la dernière partie de cet article.

(6) GRZEGORZYK, *loc. cit.*, p. 196, th. 4.

(7) D. LACOMBE, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1250, § 9.

(*Institut Henri Poincaré*, 11, *rue Pierre-Curie*, *Paris*, 5e.)

THÉORIE DES NOMBRES. — *Sur l'approximation diophantienne des nombres réels.* Note de M. **NIKOLA OBRECHKOFF**, présentée par M. Paul Montel.

Nous allons démontrer le théorème suivant :

Soit a un nombre naturel et soit n un nombre naturel plus grand que a. Alors pour chaque nombre réel ω, *satisfaisant à la condition* $0 < \omega \leqq a$, *il existe aux moins deux nombres entiers*, x, y, *non négatifs et tels qu'on ait*

$$(1)\qquad |\omega x - y| \leqq \frac{1}{\left[\dfrac{n-a}{a+1}\right]+2} \qquad (0 < x + y \leqq n).$$

Le signe d'égalité dans (1) *est atteint.*

Remarquons que par $[\alpha]$ on désigne le plus grand nombre entier qui ne surpasse pas le nombre réel α. Divisons alors n par $a+1$. On aura

$$n = (a+1)m + r,$$

où m est un nombre naturel et r est un des nombres $0, 1, 2, \ldots, a$. Si par δ on désigne la partie droite de (1) on trouve facilement que $\delta = 1/(m+1)$ si $r = 0, 1, 2, \ldots, a$ et que $\delta = 1/(m+2)$ si $r = a$. Désignons par S l'ensemble de tous les nombres rationnels p/q rangés par ordre de valeur croissante, dont le plus petit est le nombre $0/1$ et le plus grand est le nombre $a/1$ (une partie de la suite de Farey) en supposant encore que $(p, q) = 1$ et que $p+q \leqq n$. Si p/q et p_1/q_1 sont deux nombres consécutifs de la suite S, on sait que $p_1 q - p q_1 = 1$. Considérons la suite des trois nombres

$$\frac{p}{q}, \quad \frac{p+p_1}{q+q_1}, \quad \frac{p_1}{q_1}.$$

Considérons d'abord le cas où $r < a$ et supposons $q + q_1 \leqq m$.

Des inégalités évidentes $p/q < a$, $p_1/q_1 \leqq a$ on obtient $p+p_1 < a(q+q_1)$ et par suite on aura

$$p+p_1+q+q_1 < (a+1)(q+q_1] \leqq (a+1)m \leqq n.$$

Donc la fraction $(p+p_1)/(q+q_1)$ appartient à la suite S et les nombres p/q et p_1/q_1 ne seront pas des membres consécutifs de la même suite. Nous aurons donc $q+q_1 \geqq m+1$. Soit maintenant

$$(2) \qquad \frac{p}{q} \leqq \omega \leqq \frac{p+p_1}{q+q_1}.$$

De (2) on obtient

$$\omega - \frac{p}{q} \leqq \frac{p+p_1}{q+q_1} - \frac{p}{q} = \frac{1}{q(q+q_1)} \leqq \frac{1}{q(m+1)},$$

$$|\omega q - p| \leqq \frac{1}{m+1}.$$

Donc l'inégalité (1) sera satisfaite pour $x = q$ et $y = p$. Si

$$\frac{p+p_1}{q+q_1} < \omega \leqq \frac{p_1}{q_1},$$

on aura $|\omega q_1 - p_1| \leqq 1/(m+1)$ et l'inégalité (1) sera satisfaite pour $x = q_1$ et $y = p_1$. Le cas où $r = a$, c'est-à-dire $\delta = 1/(m+2)$ se traite de la même manière.

Montrons maintenant que dans (1) on a l'égalité pour le nombre $\omega = [a(m+1) - 1/(m+1)]$ dans le cas où le nombre r est plus petit que a.

En effet, supposons au contraire qu'il existe deux nombres entiers x et y, $x \geqq 0$, $y \geqq 0$, $0 < x+y \leqq n$, tels que l'on ait

$$\left| \frac{a(m+1)-1}{m+1} x - y \right| < \frac{1}{m+1}.$$

On obtient

$$|[a(m+1)-1]x - (m+1)y| < 1$$

et, puisque la partie gauche est un nombre entier, on aura

$$(3) \qquad [a(m+1)-1]x - (m+1)y = 0.$$

Mais alors de (3) on obtient $x = \lambda(m+1)$, $y = \lambda[a(m+1)-1]$, où λ est un nombre entier naturel. Des dernières formules on tire

$$x+y \geqq (a+1)(m+1) - 1 > n,$$

ce qui est en contradiction avec la condition $x+y \leqq n$. De la même manière on démontre que dans le cas où $r = a$ dans (1) on a le signe d'égalité pour le nombre $\omega = [a(m+2) - 1]/(m+2)$.

NOMBRES ORDINAUX. — *Le problème restreint du continu et une conjecture de M. Denjoy.* Note de M. **Isaac Kapuano**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Propositions relatives au problème restreint du continu et qui se démontrent par des choix non dénombrables. L'axiome du choix peut toutefois être évité si l'*hypothèse* $\mathcal{O}$ suivante est vraie. *Il existe une loi* (*nombre* fini *de mots*) *faisant correspondre à tout ordinal* μ *de deuxième classe et de deuxième espèce une suite simple bien déterminée d'ordinaux* μ_i *qui tendent en croissant vers* μ.

Définition 1. — Soit $\mathcal{J}$ la suite de tous les entiers naturels et $v=\{n_k\}_{k\in\mathcal{J}}$ une suite d'entiers naturels n_k. Alors v sera dite *suite naturelle*. Soient $v_i=\{n_{ik}\}_{k\in\mathcal{J}}$ pour $i=1$ ou 2, deux suites naturelles et supposons que pour presque tout k, $n_{2k}>n_{1k}$. On dira alors que v_2 *majore* v_1 en signes $v_2(>)v_1$ ou que v_1 *minore* v_2 en signes $v_1(<)v_2$.

Définition 2. — Soit $\psi=\{v_\mu\}_{\mu<\Omega}$ une suite bien ordonnée de $\Omega^{\text{ième}}$ type constituée de suites naturelles v_μ et supposons que, si v_{μ_1}, $v_{\mu_2}\in\psi$ et $v_{\mu_2}\succ v_{\mu_1}$, alors $v_{\mu_2}(>)v_{\mu_1}$. On dira dans ces conditions que ψ *jouit de la propriété* $\mathcal{H}$. On sait qu'il existe une suite jouissant de la propriété $\mathcal{H}$ ([1]).

Définition 3. — Soit $W=\{w_k\}_{k\in\mathcal{J}}$ une famille de suites naturelles $w_k=\{m_{ki}\}_{k\in\mathcal{J}}$ telles que pour tout k on ait $w_{k+1}(>)w_k$. Désignons génériquement, pour tout $k>1$, par m_{ki_k} le premier élément de w_k tel que, si $j\geqq i_k$, alors $m_{kj}>m_{k-1\,j}$. On dira alors que m_{ki_k} est l'*élément* W-*distingué de* w_k. Soit $w=\{m_{kl}\}_{k,l}$ (avec $m_{kl}\in w_k$) une suite naturelle comme suit : A. Si $m_{k',l'}$, $m_{k''l''}\in w$ et que $m_{k''l''}>m_{k'l'}$ alors $k''\geqq k'$ et $l''>l'$ et de plus chacun des indices k et l parcourt tous les entiers naturels ; B. Si $m_{kl}\in w$ alors $l\geqq i_k$.

Cela étant on dira que w est une *quasi-diagonale sur* W.

1. Soit $W=\{w_i\}_{i\in\mathcal{J}}$ une famille dénombrable de suites naturelles $w_i=\{m_{ik}\}_{k\in\mathcal{J}}$ telles que pour tout i on ait $w_{i+1}(>)w_i$. Soit $w=\{m_k\}_{k\in\mathcal{J}}$ une quasi-diagonale sur W. Dès lors : *a*. pour tout i on a $w(>)w_i$; *b*. il existe une suite $w'(<)w$ qui est également une quasi-diagonale sur W.

2. Soit $\psi=\{v_\mu\}_{\mu<\Omega}$ une famille bien ordonnée de $\Omega^{\text{ième}}$ type de suites naturelles v_μ. La condition Γ suivante est nécessaire et suffisante pour que ψ jouisse de la propriété $\mathcal{H}$: A. Si μ est de première espèce alors $v_\mu(>)v_{\mu-1}$; B. Si μ est de deuxième espèce il existe une suite simple d'ordinaux $\mu_i<\mu(i\in\mathcal{J})$ croissants et tendant vers μ telle que v_μ majore une quasi-diagonale sur $V=\{v_{\mu_i}\}_{i\in\mathcal{J}}$.

3. Soit $W=\{w_k\}_{k\in\mathcal{J}}$ une famille de suites naturelles w_k telles que pour tout k on ait $w_{k+1}(>)w_k$. Il existe une famille bien ordonnée ψ de $\Omega^{\text{ième}}$ type de suites naturelles v_μ aux propriétés suivantes : A. Si $v_\mu\in\psi$ et $w_k\in W$ alors $v_\mu(>)w_k$; B. Si $v_{\mu'}$, $v_{\mu''}\in\psi$ et $v_{\mu''}\succ v_{\mu'}$ alors $v_{\mu'}(>)v_{\mu''}$.

Des propositions 1, 2 et 3 suit le théorème ci-dessous :

I. *Il existe une suite* $\psi = \{ v_\mu \}_{\mu<\Omega}$ *jouissant de la propriété* $\mathcal{H}$ *et une suite naturelle* $\mathfrak{N} = \{ N_k \}_{k \in \mathcal{J}}$ *telle que si* $v_\mu \in \psi$, *alors* $\mathfrak{N}(>) v_\mu$.

Définition 4. — Supposons que dans la définition 1, la relation $n_{2k} > n_{1k}$ ait même lieu pour *tout* k. On dira alors que v_2 *majore fortement* v_1 en signes $v_2(>f)v_1$.

Définition 5. — Soit $\psi = \{ v_\mu \}_{\mu<\Omega}$ une famille jouissant de la propriété $\mathcal{H}$ avec $v_\mu = \{ \mu i \}_{i \in \mathcal{J}}$ et obéissant de plus aux conditions suivantes : A. Soit $\mu^* < \Omega$ un ordinal de deuxième espèce et $\mu = \mu^* + \omega$. Il existe une fonction $i = f(i')$ *indépendante de* μ^* et telle que $n_{\mu j} > n_{\mu^*+ij}$ pourvu que $j \geqq i'$; B. Soit $\mathfrak{S}'$ une section non finissante de ψ. Il existe une section $\mathfrak{S}''$ de ψ di-jointe de $\mathfrak{S}'$ et ayant les propriétés suivantes : *a.* Soient $v_{\mu'}$ et $v_{\mu''}$ les éléments initiaux respectivement de $\mathfrak{S}'$ et de $\mathfrak{S}''$. Alors $v_{\mu''}(>f) v_{\mu'}$; *b.* Soit $v_{\mu'+\nu} \in \mathfrak{S}'$. Alors $v_{\mu''+\nu} \in \mathfrak{S}''$ et $v_{\mu''+\nu}(>f) v_{\mu'+\nu}$. On dira dans ces conditions que ψ *jouit fortement de la propriété* $\mathcal{H}$.

II. *Soit* $\psi = \{ v_\mu \}_{\mu<\Omega}$ *une suite jouissant fortement de la propriété* $\mathcal{H}$ *et* w *une suite naturelle arbitraire. Il existe une section finissante* ψ_w *de* ψ *telle que si* $v_\mu \in \psi_w$ alors $v_\mu (>) w$.

Définition 6. — A. Soit $S = \{ S_\mu \}_\mu$ une famille bien ordonnée, μ parcourant en croissant tous les ordinaux de deuxième classe et de deuxième espèce, avec $S_\mu = \{ \mu_i \}_{i \in \mathcal{J}}$ où les μ_i sont des ordinaux croissants avec i et tendant vers μ. On dira que S est une *familles de suites précanoniques* S_μ.

B. Soit $S = \{ S_\mu \}_\mu$ une famille de suites précanoniques obéissant aux conditions suivantes : *a.* $S_\omega = \{ k \}_{k \in \mathcal{J}}$ et pour $m \in \mathcal{J}$ on a

$$S_{\omega \times m} = \{ \omega \times (m-1) + k - 1 \}_{k \in \mathcal{J}} \qquad \text{et} \qquad S_{\omega^m} = \{ \omega^{m-1} \times k \}_{k \in \mathcal{J}} ;$$

b. Soit $\mu = \omega^{\lambda_1} + \omega^{\lambda_2} + \ldots + \omega^{\lambda_l} + \ldots + \omega^{\lambda_k} \equiv \mathfrak{P}_\mu + \omega^{\lambda_k}$ le polynome de μ en ω, les λ_l étant des ordinaux non croissants et soit $S_{\omega \lambda_k} = \{ \mu'_i \}_{i \in \mathcal{J}}$. Alors $S_\mu = \{ \mathfrak{P}_\mu + \mu'_i \}_{i \in \mathcal{J}}$. On dira dans ces conditions que S est une *famille de suites quasi canoniques* S_μ ([2]).

II'. *Il existe une famille* ψ *jouissant fortement de la propriété* $\mathcal{H}$.

C'est le cas de la famille $\psi = \{ v_\mu \}_{\mu<\Omega}$ avec $v_\mu = \{ n_{\mu k} \}_{k \in y}$ suivante : A. On a $n_{1k} = 2^k$; B. Si μ est de première espèce alors $n_{\mu k} = 2^{n_{\mu-1k}}$; C. Il existe une famille $S = \{ S_\mu \}_\mu$ de suites quasi canoniques telles que, si μ est de deuxième espèce et $S_\mu = \{ \mu_i \}_{i \in y}$, alors $n_{\mu i} = n_{\mu_i i+1}$.

Définition 7. — Soit $v = \{ n_i \}_{i \in y}$ une suite naturelle et $v' = \{ n_i^{-1} \}_{i \in y}$. Soit $\mathfrak{P} = \{ p_i \}_{i \in y}$ une suite de points p_i situés et denses partout dans un intervalle linéaire $\mathcal{J}$. Désignons par $\tilde{n}_i^{-1}$ un intervalle de diamètre n_i^{-1} et tel que $p_i \in \tilde{n}_i^{-1} \subset \mathcal{J}$ et par $\mathcal{G}$ l'ensemble de tous les points contenus dans une infinité d'intervalles $\tilde{n}_i^{-1}$. On dira alors que $\mathcal{G}$ est un *ensemble* $(v, \mathfrak{P})$-*associé*. (Il est clair que $\mathcal{G}$ est un G_δ de deuxième catégorie.)

Définition 8. — Soit $\psi = \{ v_\mu \}_{\mu<\Omega}$ une suite jouissant de la propriété $\mathcal{H}$, $\mathfrak{P} = \{ p_i \}_{i \in y}$ étant une suite de points situés et denses partout dans un intervalle $\mathcal{J}$. Soit $\mathcal{G}_\mu \subset \mathcal{J}$ un ensemble-G_δ aux propriétés suivantes : A. L'ensemble

$\mathcal{G}_\mu$ est contenu dans un ensemble $(v_\mu, \mathfrak{T})$-associé et $\mathcal{G}_\mu \supset \Sigma(p_i)$; B. Si $\mu_1 < \mu_2$, alors $\mathcal{G}_{\mu_2} \subset \mathcal{G}_{\mu_1}$. Dans ces conditions la famille $\mathcal{G} = \{\mathcal{G}_\mu\}_{\mu<\Omega}$ sera dite $(\psi, \mathfrak{T})$-*associée.*

4. Soit $\psi = \{v_\mu\}_{\mu<\Omega}$ une suite jouissant *fortement* de la propriété $\mathcal{H}$ et $\mathfrak{T} = \{p_i\}_{i\in r}$ une suite de points situés et denses partout dans un intervalle linéaire $\mathcal{J}$ et soit $\mathcal{G} = \{\mathcal{G}_\mu\}_{\mu<\Omega}$ une famille $(\psi, \mathfrak{T})$-associée. Alors $\mathcal{G}_0 = \Pi \mathcal{G}_\mu = \Sigma(p_i)$.

D'un théorème de M. Kondô ([3]) et de la proposition 4 on déduit :

III. *Soit* M *un ensemble linéaire borélien non dénombrable.* M *est réunion de* $\aleph_1$ *ensembles fermés deux à deux disjoints.*

Relations entre deux problèmes posés l'un par Lusin, l'autre par M. Denjoy : Lusin a posé la question suivante ([4]) qu'il a appelée *problème restreint du continu :* « La droite est-elle décomposable en $\aleph_1$ ensembles boréliens M_ν deux à deux disjoints et tels que, μ_ν désignant la classe de M_ν, on ait $\mu_0 =$ borne sup de $\mu_\nu < \Omega$? ». Notre proposition III implique une réponse affirmative à cette question et montre qu'on peut même avoir $\mu_0 = 1$. Toutefois nous n'arrivons à prouver III qu'à l'aide de l'axiome du choix utilisé une infinité non dénombrable de fois. Or l'analyse à laquelle M. Denjoy a soumis l'axiome du choix aboutit aux conclusions suivantes ([5]) : α. — L'emploi de l'axiome du choix est justifié s'il a lieu au plus $\aleph_0$ fois ; β. L'emploi de l'axiome du choix *n'est pas justifié s'il a lieu plus que* $\aleph_0$ *fois.* Mais par ailleurs les recherches de M. Denjoy ont conduit à des « présomptions favorables » ([6]) en ce qui concerne une conjecture qui implique l'*hypothèse* $\mathcal{D}$ (*cf.* sommaire). Or nous pouvons montrer :

Δ. *Si l'hypothèse* $\mathcal{D}$ *est vraie, toutes les propositions qui précèdent sont indépendantes de l'axiome du choix.*

La conclusion β étant admise, il nous semble même probable qu'il y ait équivalence entre l'hypothèse $\mathcal{D}$ d'une part, la proposition III, ou toute autre solution du problème restreint du continu, d'autre part.

Question non résolue. — Soit $\psi = \{v_\mu\}_{\mu<\Omega}$ une suite jouissant de la propriété $\mathcal{H}$ et $\Psi = \{V_\nu\}_{\nu<\Omega}$ une suite bien ordonnée de $\Omega^{\text{ième}}$ type de suites naturelles V_ν obéissant aux conditions suivantes : A. Si $V_{\nu_2} \succ V_{\nu_1}$ alors $V_{\nu_2}(<)V_{\nu_1}$; B. Si $V_\nu \in \Psi$ et $v_\mu \in \Psi$, alors $V_\nu(>)v_\mu$. Existe-t-il une suite naturelle w telle que, si $v_\mu \in \Psi$ et $V_\nu \in \Psi$, alors $v_\mu(<)w(<)V_\nu$? (Nous conjecturons que la réponse est négative.)

Rectification. — La proposition 9 de ([7]) est rectifiée comme suit : *La condition nécessaire et suffisante pour qu'un point p d'un continu caténal plan* K *soit absolument inaccessible est que p soit claustré et limite de continus indécomposables* $K_n \subset K$.

([1]) Hardy, *Proc. London Math. Soc.* (2), 3, 1905.

(2) Concept en relation avec celui de « suite canonique » de M. Denjoy (*Énumération transfinie*, livre II, 2e partie).

(3) Cité par nous (*Comptes rendus*, 244, 1957, p. 708).

(4) *Leçons sur les ensembles analytiques*, p. 205.

(5) *Loc. cit.*, livre IV, Note 1, 1954.

(6) *Loc. cit.*, p. 144.

(7) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1866.

ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES. — *Sur le comportement des solutions d'une équation linéaire hyperbolique du second ordre, au voisinage de la singularité d'un coefficient.* Note (*) de M. **Jean-Marie Blondel**, présentée par M. Joseph Pérès.

On complète ici deux Notes antérieures (1). On étudie, quand $x-y \to +0$, le comportement des solutions de $(x-y)^n(\partial^2 z/\partial x\, \partial y) = A(x, y)z$, où A = fonction donnée, de classe C^1, comprise entre deux constantes positives. On étudie aussi, pour $x \to +0$ et $y > 0$, le comportement des solutions de $x^n(\partial^2 z/\partial x\, \partial y) = A(x, y)z$, avec les mêmes hypothèses sur A, et z donnée sur les droites $y = 0$ et $x = \text{Cte} > 0$.

Problème I. — $z(x, y)$, de classe $C^2_{x,y}$ pour $(x, y) \in \Omega$ avec $x - y > 0$, satisfait à l'équation

$$(x-y)^n \frac{\partial^2 z}{\partial x\, \partial y} = A(x, y)z$$

et aux données de Cauchy

$$z(x, x-h) = f(x), \qquad \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_{y=x-h} = g(x),$$

où $A(x, y)$ = fonction donnée, de classe $C^1_{x,y}$, comprise entre deux constantes α et β $(0 < \alpha < \beta)$, pour $(x, y) \in \overline{\Omega}$.

$f(x)$ et $g(x)$ sont deux fonctions données, respectivement de classe C^2 et C^1, pour $x_1 \leq x \leq x_2$. n et h sont deux constantes positives données.

On étudie le comportement de $z(x, y)$, quand (x, y) se rapproche indéfiniment de la droite $x - y = 0$, en restant intérieur au trapèze Ω.

Si $0 < n < 1$, on montre que z, $\partial z/\partial x$, $\partial z/\partial y$ sont continues dans $\overline{\Omega}$.

Si $1 \leq n < 2$, z est encore continue dans $\overline{\Omega}$, mais il n'en est plus de même pour $\partial z/\partial x$ et $\partial z/\partial y$, qui peuvent admettre des singularités sur la droite $x = y$.

Ainsi, dans le cas où $h > 0$ est assez petit, avec $f(x)$ strictement > 0 et $g(x)$ strictement < 0, pour $x_1 \leq x \leq x_2$, lorsque $x - y \to +0$, $\partial z/\partial x$ et $\partial z/\partial y$ se comportent, à des facteurs constants positifs près, respectivement comme $-\log(x-y)$ et $\log(x-y)$, si $n = 1$; respectivement comme $(x-y)^{1-n}$ et $-(x-y)^{1-n}$, si $1 < n < 2$.

Pour étudier le cas $n \geq 2$, on examinera le comportement, quand $t \to +0$, de l'intégrale curviligne $\int_{PQ} |z(x, y)|\, dx$, étendue au segment rectiligne PQ

(avec $x_P < x_Q$) tracé dans Ω, et porté par la droite $x - y = t$, où t est un paramètre réel $\in]0, h[$. On montre qu'il existe une constante M telle que

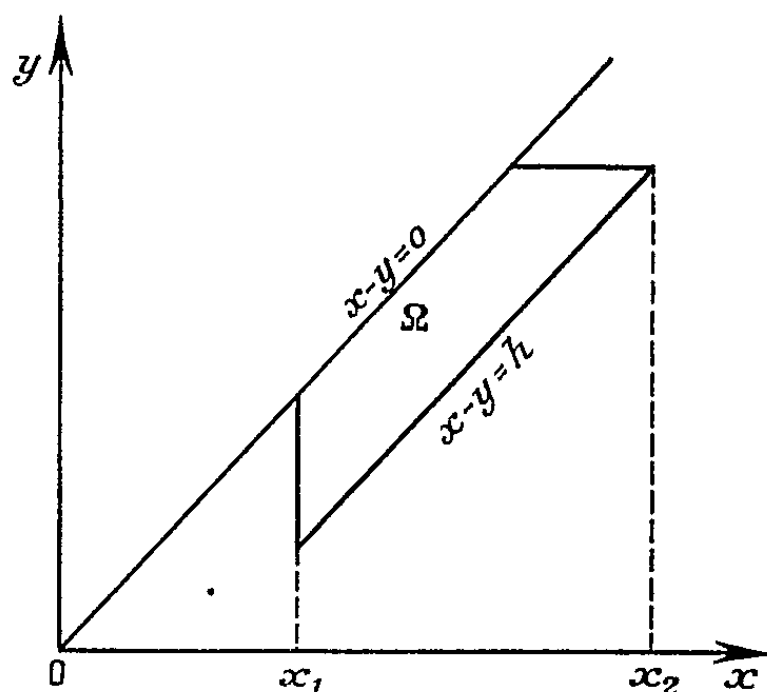
$$\int_{PQ} |z(x, y)|\, dx < M\, |PQ|^{\frac{1}{2}} t^r,$$

avec

$$r = \frac{n}{4} \quad \text{si} \quad n > 2; \qquad r = \mathcal{R}\left(\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} - \alpha + \varepsilon}\right) \quad \text{si} \quad n = 2$$

(ε désigne une valeur réelle positive arbitrairement petite).

La majoration obtenue est la meilleure possible, au moins dans le cas où l'on n'astreint pas f et g à vérifier des conditions spéciales. C'est ce que montre l'étude du cas où $A = \text{const.} > 0$, avec f et g constantes. $z(x, y)$ est alors une fonction de Bessel, de la seule variable $u = x - y$, et son comportement asymptotique est connu.



Problème II. — Pour $0 < x \leq h$ et $0 \leq y \leq Y$, $z(x, y)$ est continue et possède les dérivées $\partial z/\partial x$, $\partial z/\partial y$, $\partial^2 z/\partial x\, \partial y$ continues. De plus, z satisfait à l'équation

$$x^n \frac{\partial^2 z}{\partial x\, \partial y} = A(x, y) z$$

et aux données-limites : $z(x, 0) = f(x)$; $z(h, y) = g(y)$ où $A(x, y)$ est une fonction donnée, de classe $C^1_{x, y}$, comprise entre deux constante α et β $(0 < \alpha < \beta)$, pour $0 \leq x \leq h$, $0 \leq y \leq Y$. n, h et Y sont trois constantes positives données. $f(x)$ et $g(y)$ sont deux fonctions données, de classe C^1 respectivement pour $0 \leq x \leq h$ et pour $0 \leq y \leq Y$, satisfaisant à $f(h) = g(0)$.

On étudie $z(x, y)$ quand $x \to +0$ avec $0 < y \leq Y$.

Si $0 < n < 1$, on montre que z et $\partial z/\partial y$ sont continues pour $0 \leq x \leq h$, $0 \leq y \leq Y$. Au contraire, $\partial z/\partial x$ peut admettre une singularité sur la droite $x = 0$. Ainsi, dans le cas où $h > 0$ est assez petit, avec $f(x) + g(y) - f(h)$

strictement >0 pour $0 \leqq x \leqq h$, $0 \leqq y \leqq Y$, lorsque $x \to +0$ avec y fixé $\in]0, Y]$, $\partial z/\partial x$ se comporte comme yx^{-n}, à un facteur positif constant près.

Pour étudier le cas $n \geqq 1$, on examine le comportement de $\int_0^y |z(x, v)|\,dv$, quand $x \to +0$ avec $0 < y \leqq Y$. On montre alors qu'il existe une constante M telle que

$$\int_0^y |z(x, v)|\,dv < M\sqrt{y}\,x^{\frac{n-1}{4}} \qquad \text{si } n > 1,$$

$$< M\sqrt{y}\left(\log\frac{1}{x}\right)^{-\frac{1}{4}} \qquad \text{si } n = 1.$$

Au moins dans le cas où l'on ne soumet f et g à aucune condition spéciale, on ne peut améliorer la majorante, en y remplaçant la fonction de x, qui y paraît, par une autre fonction de x, tendant plus rapidement vers zéro quand $x \to +0$. C'est ce que montre l'étude du cas où $f = g = 1$ avec $A = \text{Cte}$ positive.

Problème III. — Des résultats du problème II, par un changement de variables portant sur x, on déduit le comportement, quand $x \to +\infty$ et $y \in]0, Y]$, de la solution z de l'équation

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x\,\partial y} + A(x, y)z = 0,$$

qui se réduit à $\varphi(x)$ sur Ox, à $\psi(y)$ sur Oy.

$A(x, y)$ est une fonction donnée, de classe $C^1_{x,y}$, comprise entre deux constantes positives, et possédant une dérivée $\partial A/\partial y$ bornée, pour $x \geqq 0$, $0 \leqq y \leqq Y$. $\varphi(x)$ est une fonction donnée, de classe C^1, pour $x \geqq 0$ avec $\varphi'(x) = O(x^{-1-\lambda})$ pour $x \to +\infty$ ($\lambda = \text{Cte} > 0$). $\psi(y)$ est une fonction donnée, de classe C^1 pour $0 \leqq y \leqq Y$.

Le résultat est le suivant :

$$\int_0^y |z(x, v)|\,dv = O\left(\frac{\sqrt{y}}{\sqrt[4]{x}}\right) \qquad \text{pour } x \to +\infty \quad \text{et} \quad 0 < y \leqq Y.$$

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 981 ; **243**, 1956, p. 833.

GÉOMÉTRIE. — *Les tenseurs de courbure de deux connexions linéaires associées par l'intermédiaire d'un tenseur régulier de type* (0, 2). Note (*) de Mme **Françoise Maurer-Tison**, présentée par M. Joseph Pérès.

Le calcul du tenseur de courbure de la connexion $\overline{L}^{\alpha}_{\beta\gamma} = L^{\alpha}_{\beta\gamma} + g^{\sigma\alpha}D_{\gamma}g_{\sigma\beta}$ en fonction de celui de la connexion $L^{\alpha}_{\beta\gamma}$ conduit à un résultat simple. Application à la théorie unitaire où il se trouve que $\overline{L}^{\alpha}_{\beta\gamma} = L^{\alpha}_{\gamma\beta}$ par suite des équations de champ.

1. Soit une variété différentiable V_n de classe C^2 munie d'un champ de tenseurs $g_{\alpha\beta}$ régulier et au moins une fois continûment différentiable et d'une connexion linéaire arbitraire L de coefficients $L^{\alpha}_{\beta\gamma}$ continus. Considérons la connexion linéaire $\overline{L}$, de coefficients $\overline{L}^{\alpha}_{\beta\gamma}$, associée à L par l'intermédiaire de $g_{\alpha\beta}$ suivant

$$\overline{L}^{\alpha}_{\beta\gamma} = L^{\alpha}_{\beta\gamma} + g^{\sigma\alpha} D_{\gamma} g_{\sigma\beta}, \tag{1.1}$$

où D_{γ} est le symbole de dérivation covariante relatif à L. Nous allons montrer qu'il existe une relation simple entre les tenseurs de courbure des deux connexions L et $\overline{L}$; nous utiliserons la formule qui donne le tenseur de courbure en fonction des coefficients de la connexion

$$\overline{P}^{\alpha}{}_{\beta\lambda\mu} = \partial_{\lambda} \overline{L}^{\alpha}_{\beta\mu} - \partial_{\mu} \overline{L}^{\alpha}_{\beta\lambda} + \overline{L}^{\alpha}_{\rho\lambda} \overline{L}^{\rho}_{\beta\mu} - \overline{L}^{\alpha}_{\rho\mu} \overline{L}^{\rho}_{\beta\lambda}.$$

D'une manière générale, si

$$\overline{L}^{\alpha}_{\beta\gamma} = L^{\alpha}_{\beta\gamma} + t^{\alpha}_{\beta\gamma},$$

où $t^{\alpha}_{\rho\gamma}$ est un tenseur quelconque deux fois covariant et une fois contravariant, le calcul donne

$$\overline{P}^{\alpha}{}_{\beta\lambda\mu} = P^{\alpha}{}_{\beta\lambda\mu} - 2 S^{\rho}_{\lambda\mu} t^{\alpha}_{\beta\rho} + D_{\lambda} t^{\alpha}_{\beta\mu} - D_{\mu} t^{\alpha}_{\beta\lambda} + t^{\alpha}_{\rho\lambda} t^{\rho}_{\beta\mu} - t^{\alpha}_{\rho\mu} t^{\rho}_{\beta\lambda}. \tag{1.2}$$

Dans notre cas particulier où

$$t^{\alpha}_{\beta\gamma} = g^{\sigma\alpha} D_{\gamma} g_{\sigma\beta} = - g_{\sigma\beta} D_{\gamma} g^{\sigma\alpha},$$

$$D_{\lambda} t^{\alpha}_{\beta\mu} + t^{\alpha}_{\rho\lambda} t^{\rho}_{\beta\mu} = D_{\lambda}(g^{\sigma\alpha} D_{\mu} g_{\sigma\beta}) - (g_{\sigma\rho} D_{\lambda} g^{\sigma\alpha})(g^{\nu\rho} D_{\mu} g_{\nu\beta}) = g^{\sigma\alpha} D_{\lambda} D_{\mu} g_{\sigma\beta}.$$

De même, par échange de λ et de μ,

$$D_{\mu} t^{\alpha}_{\beta\lambda} + t^{\alpha}_{\rho\mu} t^{\rho}_{\beta\lambda} = g^{\sigma\alpha} D_{\mu} D_{\lambda} g_{\sigma\beta}.$$

Pour calculer la différence de ces deux quantités, différence qui figure au second membre de (1.2), appliquons l'identité de Ricci :

$$g^{\sigma\alpha}(D_{\lambda} D_{\mu} g_{\sigma\beta} - D_{\mu} D_{\lambda} g_{\sigma\beta}) = g^{\sigma\alpha}(- P^{\rho}{}_{\sigma\lambda\mu} g_{\rho\beta} - P^{\rho}{}_{\beta\lambda\mu} g_{\sigma\rho} + 2 S^{\rho}_{\lambda\mu} D_{\rho} g_{\sigma\beta})$$
$$= - g^{\sigma\alpha} P^{\rho}{}_{\sigma\lambda\mu} g_{\rho\beta} - P^{\alpha}{}_{\beta\lambda\mu} + 2 S^{\rho}_{\lambda\mu} t^{\alpha}_{\beta\rho}.$$

Après simplification, nous obtenons pour (1.2)

$$\overline{P}^{\alpha}{}_{\beta\lambda\mu} = - g^{\sigma\alpha} P^{\rho}{}_{\sigma\lambda\mu} g_{\rho\beta} \tag{1.3}$$

entre les formes de courbure correspondant aux deux connexions, nous aurons donc la relation matricielle simple [1] :

$$\overline{\Omega} = - G \Omega G^{-1},$$

où l'on a posé $\Omega = (\Omega^{\alpha}{}_{\beta})$, $G = (g_{\alpha\beta})$.

2. Ce résultat est immédiatement applicable en théorie unitaire du champ, où l'on se donne précisément sur une variété différentiable un tenseur régulier et une connexion linéaire, satisfaisant aux hypothèses de différentiabilité qui nous étaient nécessaires au paragraphe 1 et liés par les équations de champ

$$\partial_\gamma g^{\sigma\alpha} + L^\sigma_{\rho\gamma} g^{\rho\alpha} + L^\alpha_{\gamma\rho} g^{\sigma\rho} = 0, \tag{2.1}$$

en effet, ces relations entre $g_{\alpha\beta}$ et $L^\alpha{}_{\beta\gamma}$ expriment que la connexion linéaire associée à L par l'intermédiaire du tenseur $g_{\alpha\beta}$ au sens du paragraphe 1 n'est autre que la connexion transposée de L, de coefficients $\overline{L}^\alpha_{\beta\gamma} = L^\alpha_{\gamma\beta}$. La formule (1.3) liant les tenseurs de courbure $P^\alpha{}_{\beta\lambda\mu}$ et $\overline{P}^\alpha{}_{\beta\lambda\mu}$, qui se correspondent maintenant par le principe d'hermiticité d'Einstein était déjà connue ([2]) sous le nom de « conditions d'intégrabilité de Bose-Schrödinger »; elle apparaît ici comme un cas particulier d'une circonstance plus générale et comme une conséquence profonde de propriétés géométriques ([3]) : le transport d'un vecteur covariant (v_β) relativement à la connexion $\overline{\omega}$ correspond à celui du vecteur contravariant ($u^\alpha = g^{\alpha\beta} v_\beta$) relativement à ω, les groupes d'holonomie des deux connexions sont donc liés simplement et la formule (1.3) s'ensuit naturellement.

3. Les tenseurs dont la lettre d'appui est surmontée d'une barre sont désormais relatifs à la connexion $\overline{L}^\alpha_{\beta\gamma} = L^\alpha_{\gamma\beta}$. Les deux contractions possibles, en α et β et en α et λ de (1.3) conduisent à des résultats intéressants, qui n'ont pas été complètement explicités à ma connaissance quant à la seconde : on obtient

$$\overline{P}_{\beta\alpha} = -g^{\sigma\lambda} P^\rho{}_{\sigma\lambda\alpha} g_{\rho\beta}.$$

Si nous faisons l'hypothèse supplémentaire que

$$S_\lambda = \frac{1}{2}(L^\alpha_{\lambda\alpha} - L^\alpha_{\alpha\lambda}) = 0,$$

on sait ([4]) que $\overline{P}_{\beta\alpha} = P_{\alpha\beta}$; on en tire une relation entre le tenseur de Ricci et le tenseur de courbure de la connexion L

$$P_{\alpha\beta} + g^{\sigma\lambda} P^\rho{}_{\sigma\lambda\alpha} g_{\rho\beta} = 0.$$

(*) Séance du 23 décembre 1957.

([1]) I. Cattaneo-Gasparini a étudié deux connexions linéaires associées par l'intermédiaire d'un tenseur régulier mixte (*Atti Acad. Naz. Lincei*, 22, 1957, p. 146) et a obtenu la relation analogue à (1.3) entre les tenseurs de courbure correspondants (sous presse).

([2]) S.-N. Bose, *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 645.

([3]) F. Maurer-Tison, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 995.

([4]) A. Lichnerowicz, *T. Rat. Mech. and Anal.*, 3, 1954, p. 501.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Pseudogroupes infinitésimaux. Faisceaux d'algèbres de Lie associés. I. Généralités.* Note de M[lle] **Paulette Libermann**, présentée par M. Paul Montel.

On définit les transformations infinitésimales locales et leurs germes (d'où l'opérateur dérivée de Lie pour un germe). Pseudogroupes infinitésimaux et faisceaux d'algèbres de Lie associés. A un prolongement holoédrique, correspond un isomorphisme de faisceaux; un faisceau d'algèbres de Lie simples correspond à un pseudogroupe simple.

1. Soit V_n une variété différentiable de classe C^∞, de dimension n. On désignera par *transformation infinitésimale locale* (t. i. l.), *de source* U, un champ de vecteurs X défini dans un ouvert $U \subset V_n$, c'est-à-dire un relèvement continu X de U dans $T(V_n)$, espaces des vecteurs tangents à V_n. Si $U = V_n$, on a une transformation infinitésimale au sens usuel. On ne considérera que des t. i. l. de classe C^∞. Le jet local $j_x^\lambda X$ sera appelé *germe de t. i. l.* (1). La t. i. l. X définit un noyau de groupe de transformations f_t à un paramètre, et le germe $j_x^\lambda X$ définit un germe de groupe à un paramètre, d'où un germe de trajectoire. Comme pour une t. i. globale, on définit *l'opérateur dérivée* de Lie $\Theta(X)$; par exemple, si ω est une forme différentielle définie sur $\mathcal{U}$, la forme $\Theta(X)\omega = i(X)\,d\omega + di(X)\omega$ [où $i(X)$ est l'opérateur produit intérieur] est définie sur $U \cap \mathcal{U}$; si X′, de source U′, est une t. i. l., on a $\Theta(X)X' = [X, X']$, t. i. l. de source $U \cap U'$. On définit ensuite (en passant aux germes) $\Theta(j_x^\lambda X)\omega_x^\lambda$ et $\Theta(j_x^\lambda X)(j_x^\lambda X') = j_x^\lambda [X, X']$.

Définition. — Φ étant l'ensemble des ouverts d'une topologie $\mathcal{C}$ sur V_n, on désignera par *pseudogroupe infinitésimal* (p. i.), de *topologie* sous-jacente $\mathcal{C}$ un ensemble E de t. i. l., vérifiant les axiomes suivants : 1° tout $X \in E$ a pour source $U \in \Phi$; 2° si X et X′, de sources U et U′, appartiennent à E, alors le crochet $[X, X']$ et la t. i. l. $\lambda X + \mu X'$ (quelles que soient les constantes réelles λ et μ) sont définis dans $U \cap U'$ (qui peut être éventuellement vide) et appartiennent à E; 3° si $U = \bigcup_i U_i$ pour que la t.i.l.X, de source U, appatienne à E, il faut et il suffit que sa restriction à chaque U_i appartienne à E.

Soit $J^\lambda(E)$ l'ensemble des germes de t. i. l. déterminés par tous les $X \in E$. Des axiomes précédents, il résulte que l'ensemble $J_x^\lambda(E)$ des germes de source x est une *algèbre de Lie*, et $J^\lambda(E)$ est un *faisceau d'algèbres de Lie* que nous désignerons par *faisceau associé* à E. Si tout $X \in E$ est une t. i. globale, E est une algèbre de Lie $\mathcal{H}$ et $J^\lambda(E)$ est alors le *faisceau constant* $V_n \times \mathcal{H}$.

Soit p la projection de $T(V_n)$ sur V_n. Toute application f (supposée de classe C^∞) d'un ouvert $\mathcal{U} \subset V_n$ dans V_n se prolonge en une application f^1 de $p^{-1}\mathcal{U}$ dans $T(V_n)$: un vecteur V, d'origine $x \in \mathcal{U}$, étant un jet du premier

ordre de R^n dans V_n de source O, de but x, le vecteur $V'=f^1(V)$, d'origine $f(x)$, est le jet composé $(j^1_x f)V$. Il en résulte, si f est biunivoque, que toute t. i. l. X est transformée par f en une t. i. l. $X'=f^1Xf^{-1}$.

De la définition du pseudogroupe infinitésimal E, on déduit que l'ensemble de toutes les applications biunivoques d'ouverts de V_n dans V_n qui laissent invariant E est un pseudogroupe N(E) qui sera dit *normalisateur* de E. Le *groupoïde des jets locaux* $\mathcal{J}^\lambda(N(E))$, *associé* à N(E) [c'est-à-dire l'ensemble des jets locaux de tous les $f\in N(E)$ est *un groupoïde d'opérateurs sur le faisceau* $\mathcal{J}^\lambda(E)$]: si $a^\lambda\in\mathcal{J}^\lambda(E)$ et $b^\lambda\in\mathcal{J}^\lambda(N(E))$; le composé $b^\lambda\circ a^\lambda$ est défini si a^λ et b^λ ont même source x.

Tout $b^\lambda\in\mathcal{J}^\lambda(N(E))$ de source x, but x', définit un isomorphisme de l'algèbre de Lie $\mathcal{J}^\lambda_x(E)$ sur $\mathcal{J}^\lambda_{x'}(E)$. En particulier, le groupe $\mathcal{G}^\lambda_x$ formé des jets locaux de $\mathcal{J}^\lambda(N(E))$ de source et but x, est un groupe d'opérateurs de l'algèbre de Lie $\mathcal{J}^\lambda_x(E)$. *Le faisceau* $\mathcal{J}^\lambda(E)$ *est muni d'une structure fibrée généralisée* associée à $\mathcal{J}^\lambda(N(E))$ (²). *Lorsque* N(E) *est transitif sur* V_n, *toutes les algèbres de Lie* $\mathcal{J}^\lambda_x(E)$ *sont isomorphes à une même algèbre de Lie* $\mathcal{H}$.

L'ensemble des noyaux de groupes à un paramètre correspondant à tous les $X\in E$ engendre par composition et réunion un pseudogroupe noté P(E) et qui sera appelé *pseudogroupe engendré par* E. Soit Γ un pseudogroupe sur V_n; on désignera par *pseudogroupe infinitésimal attaché à* Γ et l'on notera $\mathfrak{A}(\Gamma)$ le plus grand p. i. tel que $P(\mathfrak{A}(\Gamma))\subset\Gamma$.

Soit Γ, un pseudogroupe *localement isomorphe* (³) à un pseudogroupe Γ', on démontre que *les faisceaux* $\mathcal{J}^\lambda(\mathfrak{A}(\Gamma)$ et $\mathcal{J}(\mathfrak{A}(\Gamma'))$ *sont localement isomorphes.*

2. *Prolongements d'un pseudogroupe infinitésimal.* — Rappelons (³) qu'un pseudogroupe $\tilde\Gamma$ opérant sur une variété V_{n+m} est le *prolongement* d'un pseudogroupe Γ opérant sur V_n s'il existe une projection p de V_{n+m} sur V_n, partout de rang n, telle que pour toute $f\in\Gamma$, il existe au moins une application $\tilde f\in\tilde\Gamma$ telle que $fp=p\tilde f$. Le pseudogroupe $\tilde\Gamma'\subset\Gamma$ *associé au prolongement* est l'ensemble des $\tilde f'\in\tilde\Gamma$ se projetant suivant l'application identique d'un ouvert de V_n. Soient $\tilde E$, $\tilde E'$, E les p. i. attachés à $\tilde\Gamma$, $\tilde\Gamma'$, Γ. On démontre que toute t. i. l. $\tilde X\in\tilde E$ se projette suivant une t. i. l. $X\in E$ (on considère les noyaux de groupe définis par $\tilde X$ et X); on vérifie que cette projection est linéaire et compatible avec le crochet; on en déduit pour tout $\tilde x\in V_{n+m}$ un homomorphisme de l'algèbre de Lie $\mathcal{J}^\lambda_{\tilde x}(\tilde E)$ sur $\mathcal{J}^\lambda_{p(\tilde x)}(E)$ dont le noyau est $\mathcal{J}^\lambda_{\tilde x}(\tilde E')$, d'où un homomorphisme du faisceau $\mathcal{J}^\lambda(\tilde E)$ sur $p^{-1}(\mathcal{J}^\lambda(E))$, image réciproque de $\mathcal{J}^\lambda(E)$ par p. Si le prolongement est *holoédrique*, c'est-à-dire si à toute $f\in\Gamma$ correspond une seule $\tilde f\in\tilde\Gamma$, à toute $X\in E$ correspond une seule $\tilde X\in\tilde E$ ($\tilde E$ sera dit le *prolongement holoédrique* de E), il en résulte un isomorphisme de $\mathcal{J}^\lambda_{\tilde x}(\tilde E)$ sur $\mathcal{J}^\lambda_{p(\tilde x)}(E)$ d'où :

Théorème 1. — *Soit* $\tilde\Gamma$ (*resp.* Γ) *un pseudogroupe opérant sur une variété* V_{n+m} (*resp.* V_n) *et soit* $\tilde E$ (*resp.* E) *son pseudogroupe infinitésimal attaché; si* $\tilde\Gamma$ *est le*

prolongement de Γ *par une projection* p *de* V_{n+m} *sur* V_n, *il existe un homomorphisme du faisceau* $\mathcal{J}^\lambda(\tilde{E})$ *sur le faisceau* $p^{-1}(\mathcal{J}^\lambda(E))$, *image réciproque de* $\mathcal{J}^\lambda(E)$ *par* p; *le noyau est le faisceau d'idéaux* $\mathcal{J}^\lambda(\tilde{E}')$, *où* $\tilde{E}'$ *est le p. i. attaché au pseudogroupe* $\tilde{\Gamma}'$ *associé au prolongement. Si le prolongement est holoédrique, alors pour tout* $\tilde{x} \in V_{n+m}$, *l'algèbre de Lie* $\mathcal{J}^\lambda_{\tilde{x}}(\tilde{E})$ *est isomorphe à* $\mathcal{J}^\lambda_{p(\tilde{x})}(E)$ *et* $\mathcal{J}^\lambda(E)$ *est isomorphe à* $p^{-1}(\mathcal{J}^\lambda(E))$.

Plus généralement, soit sur une variété V_p un feuilletage invariant par un pseudogroupe Θ (c'est-à-dire tel que tout $f \in \Theta$ est compatible avec la relation d'équivalence ρ définie par le feuilletage) mais on ne suppose plus que l'espace quotient V_n/ρ soit une variété; soit Θ' *le sous-pseudogroupe associé au feuilletage* (le plus grand sous-pseudogroupe de Θ dont les classes d'intransitivité appartiennent aux feuilles). Si $\mathcal{E}$ et $\mathcal{E}'$ sont les p. i. attachés à Θ et Θ', tout $X \in \mathcal{E}'$ est un champ de vecteurs tangents aux feuilles; tout $Y \in \mathcal{E}$ définit un noyau de groupe de transformations f_t telles que chacune transforme un vecteur tangent à une feuille en un vecteur tangent à une feuille; il en résulte que la dérivée de Lie $\theta(Y)X$ est un champ de vecteurs tangents aux feuilles c'est-à-dire $[X, Y] \in \mathcal{E}'$ et par suite $\mathcal{J}^\lambda_x(\mathcal{E}')$ *est un idéal de* $\mathcal{J}^\lambda_x(\mathcal{E})$.

Soit Γ un pseudo-groupe opérant sur une variété V_n et Γ' un sous-pseudogroupe invariant de V_n (c'est-à-dire qu'il existe un prolongement holoédrique $\tilde{\Gamma}$ de Γ tel que le prolongement correspondant de Γ' soit le pseudogroupe associé à un feuilletage invariant par $\tilde{\Gamma}$); en utilisant le théorème 1, on démontre :

THÉORÈME 2. — *Si* Γ' *est un sous-pseudogroupe invariant d'un pseudogroupe* Γ *opérant sur* V_n, *alors en tout* $x \in V_n$, *l'algèbre de Lie* $\mathcal{J}^\lambda_x(E')$ *est un idéal de* $\mathcal{J}^\lambda_x(E)$ (E *et* E' *étant les p. i. attachés à* Γ *et* Γ').

COROLLAIRE. — *Si, en tout* $x \in V_n$, $\mathcal{J}^\lambda_x(E)$ *est simple, alors le pseudogroupe est simple.* La recherche des pseudogroupes simples conduit donc à celle des algèbres de Lie réelles simples.

(1) Le jet local $j^\lambda_x f$ est la classe des applications coïncidant avec f dans un voisinage ouvert de x.

(2) C. EHRESMANN, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1755.

(3) P. LIBERMANN, *Colloq. Topologie Strasbourg*, 1954-1955 (polycopié).

ANALYSE NUMÉRIQUE. — *Détermination approchée, à précision numérique élevée, du polynome de meilleure approximation d'ordre n, au sens de Tchebicheff, d'une fonction bornée continue, sur un segment fini.* Note (*) de M. **GEORGES HORNECKER**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. La meilleure approximation polynomiale d'ordre n, au sens de Tchebicheff, de $f(x)$ bornée continue dans $[-1, +1]$ est meilleure approximation discrète en $n+2$ points de ce segment.

L'approximation par $P_n(x)$, polynome de meilleure approximation aux $n+2$ extrema x_K de $T_{n+1}(x) = \cos[(n+1)\arccos x]$ donne une erreur qui a pour expression

$$\varepsilon_n(x) = f(x) - P_n(x) = \sum_{r=0}^{\infty} \left[c_{(2r+1)(n+1)} T_{(2r+1)(n+1)}(x) + \sum_{K=1}^{2n+1} c_{(2r+1)(n+1)+K} \left(T_{(2r+1)(n+1)+K}(x) - T_{|n+1-K|}(x) \right) \right],$$

les c_i étant les coefficients du développement de $f(x)$ en polynomes de Tchebicheff.

L'approximation par $Q_n(x)$, polynome d'interpolation de Lagrange aux $n+1$ zéros de $T_{n+1}(x)$, conduit à

$$\eta_n(x) = f(x) - Q_n(x) = \sum_{r=0}^{\infty} \left[c_{(2r+1)(n+1)} T_{(2r+1)(n+1)}(x) + \sum_{K=1}^{2n+1} c_{(2r+1)(n+1)+K} \left(T_{(2r+1)(n+1)+K}(x) + (-1)^r T_{|n+1-K|}(x) \right) \right].$$

L'étude des extrema des expressions ci-dessus montre, dans le cas d'une décroissance suffisamment rapide des c_i, la supériorité, en général, de l'approximation par le polynome de meilleure approximation d'ordre n aux $n+2$ extréma de $T_{n+1}(x)$ sur l'interpolation de Lagrange aux zéros de $T_{n+1}(x)$ et, si $|c_{n+2}/c_{n+1}| < 1/2$, sur le développement limité d'ordre n de $f(x)$ en polynomes de Tchebicheff. Par ailleurs, on a

$$\frac{1}{2}[P_n(x) + Q_n(x)] = \frac{c_0}{2} + \sum_{K=1}^{n} c_K T_K(x) + \sum_{p=0}^{\infty} \left[\sum_{K=1}^{2n+1} c_{(4p+3)(n+1)+K} T_{|n+1-K|}(x) \right].$$

montrant que $(1/2)[P_n(x) + Q_n(x)]$ coïncide à des termes en c_{3n+4} et suivants près avec le développement limité d'ordre n de $f(x)$ en polynomes de Tchebichef.

2. L'approximation proposée consiste à considérer $P_n^*(x)$, meilleure approximation d'ordre n en $n+2$ points $x_K^* = x_K + \delta x_K$, extrema approchés de $\varepsilon_n(x) = f(x) - P_n(x)$, ce qui revient à faire une application approchée du deuxième algorithme de Remes [1].

Le schéma de calcul est le suivant :

On considère les $n+2$ points :

$$x_K^* = x_K + \delta x_K,$$

avec

$$x_K = \cos K \frac{\pi}{n+1} \qquad (K = 0, 1, \ldots, n+1)$$

et

$$\delta x_K = \frac{2}{n+1} \frac{c_{n+2}}{c_{n+1}} (1 - x_K^2) \qquad \text{si } f(x) \text{ n'est ni paire ni impaire.}$$

Lorsque $f(x)$ est paire ou impaire, on prend

$$\delta x_K = \frac{4}{n+1} \frac{c_{n+3}}{c_{n+2}} (1 - x_K^2)\, x_K,$$

où n est à prendre supérieur d'une unité à l'exposant le plus élevé figurant effectivement dans le polynome [par exemple : la cubique impaire approximant $\sin[(\pi/4)x]$ est considérée comme un polynome du quatrième degré dont les puissances paires sont nulles et l'on prendra $n = 4$ dans les formules ci-dessus].

Le calcul des deux coefficients c_i nécessaires, pourra se faire à partir de la série :

$$c_i = \frac{1}{2^{i-1}} \frac{1}{i!} \left[f^{(i)}(0) + \sum_{\nu=1}^{\infty} \left(\frac{1}{2}\right)^{2\nu} \frac{f^{(i+2\nu)}(0)}{\nu!\,(i+1)\ldots(i+\nu)} \right]$$

ou à partir des expressions connues d'approximation discrète.

On forme $P_n^*(x)$, polynome de meilleure approximation d'ordre n de $f(x)$ aux $n+2$ points x_K^*.

Lors d'un calcul sur machine électronique, il peut y avoir intérêt à calculer $P_n^*(x)$ à l'aide des relations

$$P_n^*(x) = \sum_{i=0}^{n+1} p_i^* L_i^*(x),$$

avec

$$p_i^* = \frac{1}{\varpi_i^*} \frac{1}{\sum_{j=0}^{n+1} \frac{1}{\varpi_j^*}}, \qquad \varpi_i^* = \prod_{j \neq i} |x_i^* - x_j^*|$$

et où $L_i^*(x)$ est le polynome d'interpolation de Lagrange de $f(x)$ aux $n+1$ points obtenus en supprimant x_i^* dans l'ensemble des $n+2$ points x_K^* (2).

Le calcul de $P_n^*(x)$ sur machine de bureau paraît devoir se faire souvent plus avantageusement en résolvant le système linéaire

$$P_n^*(x_K^*) + (-1)^K l = f(x_K^*) \qquad (K = 0, 1, \ldots, n+1).$$

Les simplifications introduites par les considérations de parité sont immédiates.

La précision atteinte est connue en fin de calcul en comparant les extrema de l'erreur que donne l'approximation considérée. La borne E_n de la meilleure approximation d'ordre n de $f(x)$ sera, s'il y a $n+1$ alternances du signe de l'erreur, comprise entre la plus petite et la plus grande valeur absolue des extrema.

Dans le cas d'une décroissance assez rapide des coefficients de Tchebicheff

de $f(x)$ qui suivent c_{n+1}, on obtient en général pour la solution du problème de Tchebicheff une précision numérique élevée.

3. Appliquée à la détermination de la meilleure approximation cubique de $e^x(-1 \leqq x \leqq +1)$, la méthode proposée donne

$$e^x \sim 0,179\,533\,490\,6\, x^3 + 0,542\,972\,785\,7\, x^2 + 0,995\,667\,702\,9\, x + 0,994\,579\,478\,7.$$

Les extrema des modules de l'erreur, égaux à 0,005 528 37 coïncident sur huit décimales.

Comme meilleure cubique impaire approximant $\sin[(\pi/4)x](-1 \leqq x \leqq +1)$, on trouve

$$\sin\left(\frac{\pi}{4}x\right) \sim -0,077\,682\,359\, x^3 + 0,784\,637\,443\, x,$$

avec coïncidence des extrema de l'erreur qui valent 0,000 151 70 sur huit décimales.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) E. Remes; *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 337.

(2) De la Vallée Poussin, *Acad. Roy. Belg. Bull. Sc.*, n° 12, 1910, p. 823.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Représentation topologique des sondages.* Note (*) de M. **Pierre Thionet**, présentée par M. Georges Darmois.

Cas de n tirages au sort dans une urne d'effectif N. — Les tirages exhaustifs peuvent être figurés par *un arbre* (tronc figurant la connaissance complète), N branches menant aux échantillons de taille N — 1, chacune divisée en N — 1 sous-branches se regroupant deux à deux aux échantillons de taille N — 2, ... le tout se terminant sur N échantillons de taille 1. Mais on peut symboliser cet arbre *par un axe* portant les points N, N — 1, N — 2, ..*n*, ..2, 1. Le point (*n*) représente les divers échantillons de taille *n*. Un point zéro figurera l'absence d'échantillon. En faisant tendre N vers l'infini, on figure le cas d'une population de base infinie. Les tirages *avec remise* seront figurés de même; enfin il n'a pas été spécifié que les tirages étaient équiprobables.

Cas d'une structure de sondage plus complexe mais bien spécifiée. — Désignant par « structure » une population découpée en unités de sondage de divers ordres, elles-mêmes classées en strates (ou urnes), sous-strates, etc. et supposant choisi le « *mode de désignation* », c'est-à-dire les probabilités et modes de tirage au sort des unités échantillons, il reste à fixer la taille de l'échantillon, c'est-à-dire des *fractions* de sondage ou des *effectifs* de sondage (au 1er, 2e, ... degré).

A chaque jeu de ces paramètres correspond un *plan* de sondage et un sommet d'un certain *treillis*, figurant ladite structure.

On figurera par une arête du treillis tout tirage d'une seule unité, opération faisant passer d'un sommet à un autre, d'un plan de sondage à un autre *de taille inférieure*. Il est clair qu'on peut toujours (et au moins d'une façon) cheminer sur les arêtes, de l'origine (point figurant la population prise en totalité) à tout sommet du treillis.

Introduction d'une métrique. — Par définition la distance entre deux sommets consécutifs est la perte élémentaire d'information résultat de l'expulsion d'une unité de sondage hors de l'échantillon; ces pertes sont additives.

On comptera les pertes d'information des divers plans de sondage par rapport à l'état de connaissance complète; elles doivent être indépendantes du chemin parcouru sur les arêtes du treillis; il s'ensuit que ces pertes doivent être des « informations » au sens général donné par Schützenberger à ce mot (1).

Remarque I. — Avec des unités de sondage en nombre infini ou avec des tirages avec remise, la perte d'information est la somme d'une série.

Remarque II. — Désignons par U l'univers et par E, E′, E″, ... des échantillons de *tailles décroissantes*; par $p(\mathrm{U}, \mathrm{E})$ la perte d'information pour E, par rapport à U, c'est un nombre certain; par $p(\mathrm{E}, \mathrm{E}')$ celle pour E′ par rapport à E, c'est un nombre *aléatoire* de même que E lui-même. Supposons E et E′ liés par une *arête*, de même que E′ et E″, on a

$$p(\mathrm{U}, \mathrm{E}') = p(\mathrm{U}, \mathrm{E}) + \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}, \mathrm{E}'),$$

donc

$$\begin{aligned} p(\mathrm{U}, \mathrm{E}'') &= p(\mathrm{U}, \mathrm{E}') + \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}', \mathrm{E}'') \\ &= p(\mathrm{U}, \mathrm{E}) + \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}, \mathrm{E}') + \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}', \mathrm{E}''). \end{aligned}$$

Il arrive qu'on ait en outre

$$p(\mathrm{U}, \mathrm{E}'') = p(\mathrm{U}, \mathrm{E}) + \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}, \mathrm{E}'')$$

soit que E, E′, E″ soient *alignés*, soit qu'on ait affaire à un *triangle*. Ce dernier cas n'est pas fréquent; et la condition d'*alignement* sur un *axe d'information* (ou une génératrice du treillis) est

$$\mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}, \mathrm{E}'') = \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}, \mathrm{E}') + \mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}', \mathrm{E}'').$$

Enfin la relation générale de récurrence avec E et E″ quelconques est

$$p(\mathrm{U}, \mathrm{E}'') - p(\mathrm{U}, \mathrm{E}) = p(\mathrm{U}, \mathrm{E}') - p(\mathrm{U}, \mathrm{E}) + \Sigma\mathcal{E}\mathrm{P}(\mathrm{E}', \mathrm{E}''),$$

où les E′ sont choisis de façon à former une ligne brisée entre E et E″.

Application. — Si l'on attache à U des paramètres ζ_j de l'univers et à E certains estimateurs Z_j des ζ_j, si W désigne le poids de l'erreur commise en substituant dans les applications Z_j à ζ_j, la *fonction de risque* $\mathcal{E}\mathrm{W}$ (2) est dans certains cas une perte d'information.

En particulier, avec $\mathrm{W} = (\mathrm{Z} - \zeta)^2$, donc $\mathcal{E}\mathrm{W} = \mathcal{E}(\mathrm{Z} - \zeta)^2$, et *en postulant*

l'estimateur sans biais, $\mathcal{E}W = \mathcal{V}Z$ est dans des cas étendus *une perte d'information.*

En effet, si E′ est sur une génératrice passant par E, on doit avoir

$$\mathcal{E}\mathcal{E}'(Z'-\zeta)^2 = \mathcal{E}(Z-\zeta)^2 + \mathcal{E}\mathcal{E}'(Z'-Z)^2,$$

c'est-à-dire

$$\mathcal{E}\mathcal{E}(Z'-Z)(Z-\zeta) = 0,$$

ce pour quoi il suffit qu'on ait $\mathcal{E}'(Z') = Z$; or Z′ est calculé avec l'échantillon de Z, privé d'une unité par tirage au sort. Nous dirons alors que l'estimateur Z est *uniformément sans biais.*

L'absence uniforme de biais est une condition *suffisante* pour que la variance soit une perte d'information.

En théorie des sondages, on dit qu'un estimateur Z de ζ est *cohérent* (« consistent ») si son expression analytique coïncide avec celle de ζ quand l'échantillon recouvre la population. On voit que beaucoup d'estimateurs Z ont la même expression analytique que ζ, sont uniformément cohérents; le cas du coefficient de corrélation montre qu'ils peuvent être biaisés; ainsi :

La variance d'un estimateur sans biais et uniformément cohérent est une perte d'information. (Ce cas englobe celui *de la moyenne* de la variance et de la covariance.)

Cas de plusieurs paramètres à estimer. — En posant $\zeta = \sum_j u_j \zeta_j$, $Z = \sum_j u_j Z_j$, la perte d'information de Z devient une forme quadratique :

$$\mathcal{V}Z = \sum_j u_j^2 \mathcal{E}(Z_j-\zeta_j)^2 + \sum_j \sum_k u_j u_k \mathcal{E}(Z_j-\zeta_j)(Z_k-\zeta_k).$$

Cas de plusieurs métriques. — Pour comparer deux tirages au sort (probabilités égales et inégales) (avec estimateurs sans biais dans les deux cas) ou pour employer des informations supplémentaires (estimateurs par ratio, par différences, par régression, ...) on utilise simultanément plusieurs « réalisations » du même treillis. Supposons que nos deux pertes d'information soient $\mathcal{V}Z$ et $\mathcal{V}Z_1$ avec $\mathcal{V}Z_1 - \mathcal{V}Z > 0$; c'est en général à tort qu'on appellerait cette différence un *gain d'information*; il faut d'abord définir un treillis général où sont figurés les Z et les Z_1; alors il faut que $\mathcal{V}Z_1 - \mathcal{V}Z = \mathcal{E}(Z_1 - Z)^2$, ce qui est l'exception.

Exemple. — Avec la méthode d'estimation par différence de Žarković, cette condition suppose qu'on a $\rho = \sigma_y/2\sigma_x$, X étant la variable étudiée, Y celle pour laquelle on a « l'information » $\bar{y}$, σ désignant l'écart type et ρ le coefficient de corrélation, $\bar{x}$ étant estimé par $\overline{X}$ sur échantillon obtenu par tirages équiprobables dans une urne.

Cas de plusieurs treillis. — Ceci s'étend au cas où l'on veut comparer deux

estimateurs Z et Z_1 de ζ ne correspondant plus à la même structure de sondage : changement du découpage des unités, changement des strates, changement du mode de tirage (par exemple sondage « systématique »). En général, parler de gain d'information n'a pas de sens.

Pourtant ceci est en défaut quand on compare les tirages avec et sans remise dans une urne : car en s'en tenant à $n \leqq N$, l'axe d'information du sondage bernoullien se projette orthogonalement sur celui du sondage exhaustif (puisqu'ils sont semblables).

(*) Séance du 18 novembre 1957.
(1) *Thèse*, 1954.
(2) Basu, *Sankhya*, décembre 1952, p. 45-52.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Fonctions de probabilités à deux variables extrémales indépendantes*. Note (*) de M. **Émile J. Gumbel**, transmise par M. Maurice Fréchet.

Soient ξ et η deux variables aléatoires indépendantes et soient $F(\xi)$ et $G(\eta)$ leurs fonctions de probabilité, alors la fonction de probabilité $H(\xi, \eta)$ à deux variables indépendantes est leur produit et la même relation vaut pour les densités de probabilité. Ce théorème simple permet des applications intéressantes à la théorie des valeurs extrêmes.

Si l'on identifie $F(\xi)$ et $G(\eta)$ respectivement à deux parmi les trois fonctions de probabilité asymptotiques des plus grandes valeurs, à savoir :

$$\Phi^{(1)}(\xi) = \exp[-e^{-\xi}], \qquad \Phi^{(2)}(\eta) = \exp[-\eta_1^{-k}] \qquad (\eta_2 \geqq 0;\ k > 0),$$
$$\Phi^{(3)}(\eta_2) = \exp[-(-\eta_2)^k] \qquad (\eta^2 \leqq 0;\ k > 0)$$

alors les six fonctions de probabilités asymptotiques $H^{(k,\lambda)}(\xi, \eta)$ à deux plus grandes valeurs indépendantes sont les produits :

$$H^{(k,\lambda)}(\xi, \eta) = \Phi^{(k)}(\xi)\,\Phi^{(\lambda)}(\eta_\nu) \qquad (k, \lambda = 1, 2, 3;\ \nu = 1, 2).$$

Les six fonctions de probabilités asymptotiques de deux plus petites valeurs indépendantes s'obtiennent par la symétrie, valable pour ξ et η,

$$\Phi^{(k)}(\xi) = 1 - \Phi^{(k)}(-\xi) \qquad (k = 1, 2, 3)$$

qui lie les trois fonctions asymptotiques, $\Phi^{(k)}(\xi)$, de probabilité des plus petites valeurs aux trois fonctions $\Phi^{(k)}(\xi)$, de probabilité asymptotiques des plus grandes valeurs.

En l'espèce, les trois fonctions de probabilité ${}^{(1,1)}H(\xi, \eta)$; ${}^{(2,2)}H(\xi, \eta_1)$; ${}^{(3,3)}H(\xi, \eta_2)$ des deux plus petites valeurs indépendantes appartenant aux mêmes types sont :

$${}^{(1,1)}H(\xi, \eta) = [1 - \exp(-e^{\xi})][1 - \exp(-e^{\eta})],$$
$${}^{(2,2)}H(\xi, \eta_1) = [1 - \exp(-(-\xi)^{-k})][1 - \exp(-(-\eta_1)^{-l}] \qquad (\xi < 0, \eta_1 < 0, k > 0, l > 0),$$
$${}^{(3,3)}H(\xi, \eta_2) = [1 - \exp(-\xi^k)][1 - \exp(-\eta_2^l)] \qquad (\xi > 0;\ \eta_2 > 0;\ k > 0, l > 0).$$

Les six probabilités à deux valeurs extrêmes indépendantes s'obtiennent comme le produit de chacune des trois probabilités asymptotiques des plus grandes valeurs par chacune des trois probabilités des plus petites valeurs. En l'espèce, la fonction de répartition d'une plus grande et d'une plus petite valeur (toutes les deux du premier type) est :

$$ {}^{(1)}\mathrm{H}^{(1)}(\xi, \eta) = \exp(-e^{-\xi})[1 - \exp(-e^{\eta})]. $$

Pour les applications pratiques on substitue à ξ et η des transformations linéaires x, y, z qui sont pour les plus grandes valeurs, respectivement

$$ \xi = \alpha(x - u_1); \qquad \eta_1 = \frac{y - \varepsilon}{u_2 - \varepsilon}; \qquad \eta_2 = \frac{\omega - z}{\omega - u_3}; \qquad u_2 > \varepsilon; \qquad u_3 < \omega $$

et pour les plus petites valeurs, respectivement

$$ \xi = {}_1\alpha(x - {}_1u_1); \qquad \eta_1 = \frac{{}_1\omega - y}{{}_1\omega - {}_1u_2}; \qquad \eta_2 = \frac{z - {}_1\varepsilon}{{}_1u_3 - {}_1\varepsilon}; \qquad \omega > {}_1u_2; \qquad {}_1u_3 > {}_1\varepsilon $$

où ε et ω sont les limites inférieures et supérieures des variables. Les indices à gauche indiquent les paramètres valables pour les plus petites valeurs.

Si nous acceptons la première distribution asymptotique des plus grandes valeurs pour les débits de crues et la troisième distribution des plus petites valeurs pour les débits d'étiage *et si nous supposons* que les deux phénomènes soient indépendants, la probabilité qu'une année montre une crue inférieure à x et de même un débit d'étiage plus sévère que z, est

$$ {}^{(1)}\mathrm{H}^{(3)}(x, z) = \exp[-e^{-\alpha(x-u)}]\left(1 - \exp -\left(\frac{z - {}_1\varepsilon}{{}_1u_3 - {}_1\varepsilon}\right)^{k}\right), $$

où les paramètres α, u, u_3, ${}_1\varepsilon$ et k seront estimés d'après les observations des débits de crue et d'étiage.

Ainsi 18 distributions extrémales à deux variables indépendantes sont à notre disposition pour l'analyse des courbes d'équiprobabilité.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

ÉLASTICITÉ. — *Sur une méthode purement optique pour la mesure du rapport du coefficient de Poisson* ν *au module d'élasticité* E *des corps isotropes transparents.* Note de MM. **Henry Favre** et **Marzio Martinola**, présentée par M. Joseph Pérès.

Cette méthode consiste à mesurer les variations absolues de marche de rayons lumineux traversant une éprouvette prismatique, que l'on tend ou comprime après l'avoir placée successivement dans deux milieux d'indices différents. Grâce à la mesure complémentaire de la variation relative de marche et à l'emploi de la théorie des erreurs de Gauss, le rapport ν/E peut être déterminé à quelques millièmes près.

Dans le domaine élastique, la matière d'un corps solide isotrope peut être caractérisée, au point de vue des déformations, par le module d'élasticité E et le coefficient de Poisson ν. Or, si la détermination précise de E n'offre pas de difficulté, il n'en est pas de même de la mesure de ν. Nous présentons ici un procédé permettant de déterminer le rapport ν/E des *matières isotropes transparentes*, à quelques millièmes près : connaissant ν/E et E, on en déduira immédiatement ν.

Soit une éprouvette prismatique, de section rectangulaire, prélevée dans une telle matière et *placée d'abord dans l'air*. Désignons par e l'épaisseur traversée, normalement à deux des faces latérales, par un rayon lumineux monochromatique polarisé, *vibrant parallèlement à la direction* 1 *des arêtes latérales* et considérons deux points fixes A, B situés sur le support de ce rayon, de part et d'autre de l'éprouvette. Si nous appliquons sur les bases du prisme deux forces axiales P, égales mais de sens contraires, les tensions principales en un point quelconque auront les valeurs $\sigma_1 = P/F$, $\sigma_2 = \sigma_3 = 0$, F désignant l'aire de la section droite, 3 la direction du rayon lumineux et 2 la direction perpendiculaire à 1 et 3.

Avant l'application des forces P, le chemin optique relatif au segment $\overline{AB} = l$ du rayon est $L = l + (n - 1)e$, n désignant l'indice de réfraction de l'éprouvette. Par suite de l'application des forces, ce chemin variera de

$$dL = (n-1)\,de + e\,dn$$

et la variation absolue de marche du rayon sera

$$\delta_1 = -dL = -[(n-1)\,de + e\,dn]. \tag{1}$$

Si l'éprouvette est ensuite *placée dans un liquide d'indice* n', le chemin optique initial relatif au même segment aura la valeur $L' = n'l + (n - n')e$, et la variation absolue de marche produite par l'application des mêmes forces P sera

$$\delta'_1 = -dL' = -[(n-n')\,de + e\,dn]. \tag{2}$$

En soustrayant (1) de (2) et en remarquant que $de = -\nu\sigma_1 e/E$, on obtient

$$\delta'_1 - \delta_1 = (n'-1)\,de = -\frac{(n'-1)\nu\sigma_1 e}{E},$$

d'où

$$\frac{\nu}{E} = \frac{\delta_1 - \delta'_1}{(n'-1)e\sigma_1}. \tag{3}$$

On aura donc le rapport ν/E en mesurant les grandeurs e, $\sigma_1 = P/F$, n', δ_1 et δ'_1. Or e, F, P, n' peuvent être évaluées à 1/1000[e] près à l'aide de méthodes courantes, et un interféromètre permettra de déterminer δ_1 et δ'_1 à 1 % près. On obtiendra ainsi ν/E à 1 ou 2 % près. Si l'on veut une plus grande précision, on utilisera la méthode suivante :

Désignons par δ_2 et δ'_2 les variations absolues de marche mesurées dans les mêmes conditions, *mais en utilisant un rayon polarisé vibrant parallèlement à la direction* 2. On aura

$$(3') \qquad \frac{\nu}{E} = \frac{\delta_2 - \delta'_2}{(n'-1)e\sigma_1}.$$

Posons

$$\frac{\delta_1}{e\sigma_1} = a, \qquad \frac{\delta_2}{e\sigma_1} = b, \qquad \frac{\delta'_1}{e\sigma_1} = a', \qquad \frac{\delta'_2}{e\sigma_1} = b',$$

d'où

$$(4) \qquad \frac{\nu}{E} = \frac{a-a'}{n'-1} = \frac{b-b'}{n'-1}.$$

Or a, b sont les coefficients figurant dans les deux premières équations du système sur lequel est fondée la méthode purement optique utilisée en photoélasticité bidimensionnelle ([1]) :

$$(5) \qquad \delta_1 = a\,e\sigma_1 + b\,e\sigma_2, \qquad \delta_2 = b\,e\sigma_1 + a\,e\sigma_2, \qquad \delta_3 = c\,e(\sigma_1 - \sigma_2),$$

où δ_3 désigne la variation relative de marche des deux rayons considérés. Ces équations deviennent en effet, pour $\sigma_2 = 0$: $\delta_1/e\sigma_1 = a$, $\delta_2/e\sigma_1 = b$. Les quantités a', b' ont des significations analogues, comme on le reconnaît en écrivant les équations, de formes identiques à celles du système (5), mais relatives au cas où l'éprouvette est placée dans un liquide d'indice n'. *Ainsi, grâce aux formules* (4), *la détermination du rapport* ν/E *est ramenée à celle des coefficients* a, b, a', b', *l'indice* n' *étant supposé connu.* Or ces coefficients — ainsi que c et c' — peuvent être déterminés très exactement à l'aide de l'éprouvette dont il est question ici. Il suffira, pour cela : 1° de faire avec un interféromètre les mesures de δ_1, δ_2, δ'_1, δ'_2 pour un certain nombre N de valeurs de σ_1, réparties entre zéro et la limite de proportionnalité (à la traction ou à la compression) de la matière; 2° de faire les mesures complémentaires de δ_3, δ'_3 à l'aide d'un compensateur; 3° d'appliquer ensuite la *méthode des moindres carrés de Gauss*, en s'appuyant sur les relations connues :

$$(6) \qquad a - b = c \qquad \text{et} \qquad a' - b' = c'.$$

Esquissons les opérations. Des mesures de δ_1, δ_2, ..., δ'_3 on déduit des *valeurs de première approximation* $\bar{a}$, $\bar{b}$, ..., $\bar{c}'$ pour les coefficients a, b, ..., c', ainsi que les erreurs moyennes $m_{\bar{a}}$, $m_{\bar{b}}$, ..., $m_{\bar{c}'}$ et les poids $p_{\bar{a}}$, $p_{\bar{b}}$, ..., $p_{\bar{c}'}$ de ces valeurs

$$(7) \qquad \bar{a} = \frac{[\sigma_1\delta_1]}{e[\sigma_1^2]}, \qquad m_{\bar{a}} = \pm\frac{1}{e}\sqrt{\frac{[\sigma_1^2][\delta_1^2] - [\sigma_1\delta_1]^2}{(N-1)[\sigma_1^2]^2}}, \qquad p_{\bar{a}} = \frac{1}{m_{\bar{a}}^2}, \qquad \ldots$$

(les parenthèses [ ] désignent ici les sommes des quantités placées entre les crochets). L'utilisation des conditions (6) permet ensuite de calculer des *valeurs de seconde approximation* pour les coefficients cherchés. Pour le calcul

de a, b, c par exemple, on pose $\bar{a} - \bar{b} - \bar{c} = w$. Les valeurs de seconde approximation de ces coefficients, ainsi que les erreurs moyennes et les poids correspondants sont alors

$$(8)\quad \begin{cases} a = \bar{a} - \dfrac{\frac{1}{p_{\bar{a}}}}{\left[\frac{1}{p}\right]} w, & b = \bar{b} + \dfrac{\frac{1}{p_{\bar{b}}}}{\left[\frac{1}{p}\right]} w, \qquad c = \bar{c} + \dfrac{\frac{1}{p_{\bar{c}}}}{\left[\frac{1}{p}\right]} w, \\ m_a = \pm \dfrac{\sqrt{\frac{1}{p_{\bar{a}}}}\sqrt{\frac{1}{p_{\bar{b}}} + \frac{1}{p_{\bar{c}}}}}{\left[\frac{1}{p}\right]} w, \quad \ldots & p_a = \dfrac{1}{m_a^2}, \quad \ldots \end{cases}$$

En posant ensuite $\Delta a = a - a'$, $\Delta b = b - b'$, on aura

$$(9)\quad m_{\Delta a} = \pm\sqrt{m_a^2 + m_{a'}^2}, \qquad m_{\Delta b} = \pm\sqrt{m_b^2 + m_{b'}^2}, \qquad p_{\Delta a} = \frac{1}{m_{\Delta a}^2}, \qquad p_{\Delta b} = \frac{1}{m_{\Delta b}^2}$$

et la valeur de ν/E et son erreur moyenne seront :

$$(10)\quad \frac{\nu}{\mathrm{E}} = \frac{p_{\Delta a}\,\Delta a + p_{\Delta b}\,\Delta b}{(n'-1)(p_{\Delta a} + p_{\Delta b})}, \qquad m_{\frac{\nu}{\mathrm{E}}} = \pm\frac{\Delta a - \Delta b}{(n'-1)(p_{\Delta a} + p_{\Delta b})}\sqrt{p_{\Delta a}\cdot p_{\Delta b}}.$$

Nous avons appliqué cette méthode à l'*allite CR* 39 ($e = 6{,}25$ mm) et au *plexiglas* ($e = 9{,}90$ mm). Les éprouvettes ont été soumises à la compression et analysées en utilisant la lumière verte de l'arc du mercure ($\lambda = 0{,}5461\ \mu$). Comme liquide, nous avons pris de l'eau ($n' = 1{,}3350$) (il est essentiel de choisir un liquide qui ne détériore pas les faces des éprouvettes). δ_1, δ_2, δ'_1, δ'_2 ont été mesurés à l'aide d'un *interféromètre de Mach-Zehnder*, donnant ces grandeurs à 0,03 λ près. Un *compensateur de Bravais* a permis de mesurer δ_3, δ'_3 à 0,003 λ près. Les résultats ont été les suivants, en millimètres carrés par kilogramme :

allite : $\frac{\nu}{\mathrm{E}} = (1{,}8753 \pm 0{,}0039) \cdot 10^{-3}$, plexiglas : $\frac{\nu}{\mathrm{E}} = (1{,}1350 \pm 0{,}0015) \cdot 10^{-3}$.

(1) *Voir* H. Favre, *Schweiz. Bauzeitung* des 3 et 10 décembre 1927 et *Revue d'Optique théor. et instrum.*, mai à août 1929.

(*École Polytechnique Fédérale, Zurich.*)

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur le calcul des ondes courbes parallèles au bord dans un liquide pesant sur un fond incliné.* Note (*) de M. **Maurice Roseau**, présentée par M. Henri Villat.

Dans une Note antérieure (1) nous avons réduit l'étude de ce problème à la recherche d'une fonction analytique $G(\zeta)$ qui doit vérifier certaines équations fonctionnelles. Posant $\operatorname{Log} G(i\rho) = h(\rho)$, $\rho = e^{\nu}$ réel, $h(e^{\nu}) = H(\nu)$, on peut

montrer à partir de ces équations que $H(\nu)$ doit être solution d'une équation intégrale qu'on peut résoudre grâce à l'intégrale de Fourier.

Posant

$$\tilde{H}(w) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{iwu} H(u)\, du \qquad (-1 < \operatorname{Im} w < 0),$$

on est ainsi conduit aux résultats suivants :

1° $\pi - 2\theta \neq 2n\alpha$, n entier. On a

$$\tilde{H}(w) = \frac{\pi}{w} \frac{e^{(\beta-2\pi)iw} - e^{(\pi-2\alpha-\beta)iw}}{(e^{-\pi w}-1)(e^{-2\alpha w}-1)} + \frac{\pi}{w} \frac{e^{-(\theta+2\alpha)iw} - e^{-(\pi-\theta)iw}}{(e^{-\pi iw}-1)(e^{-2\alpha w}-1)} \qquad \text{avec} \quad \beta = 2k\alpha + \theta,$$

puis

$$H(u) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty+i\sigma}^{+\infty+i\sigma} e^{-iwu} \tilde{H}(w)\, dw \qquad (-1 < \sigma < 0),$$

d'où l'on déduit $h(\rho)$.

On montre que $h(\rho) = O(1/\rho^2)$ si $\rho \to +\infty$, tandis que

$$h(\rho) \sim -\frac{\pi + \theta - \beta}{\alpha} \operatorname{Log} \rho \quad \text{si} \quad \rho \to 0.$$

On en déduit en particulier que $|g(i\rho)| = O\{1/\rho^{(\pi/\alpha)+2}\}$, si $\rho \to 0$;

2° $\pi - 2\theta = 2n\alpha$. Dans ce cas la fonction $H(u)$ peut être déterminée explicitement à partir de sa transformée de Fourier et l'on trouve ainsi :

$$h(\rho) = -\frac{1}{2} \operatorname{Log} \prod_{p=1}^{n-1} \left(\frac{1}{\rho^2} - \cos(\theta + 2\alpha p) \frac{1}{\rho} + 1 \right).$$

Ayant ainsi calculé la fonction $h(\rho)$ dans l'un ou l'autre cas on définit la fonction $G(\zeta)$ dans le demi-plan $\operatorname{Re} \zeta > 0$, par l'intégrale

$$G(\zeta) = \exp \left\{ \frac{1}{\pi i} \int_{i\infty}^{-i\infty} \frac{h(|z|)}{z - \zeta} dz \right\}.$$

Dans le premier cas la fonction $g(\zeta)$ peut être représentée au voisinage de $\zeta = 0$ par

$$g(\zeta) = \frac{1}{\zeta^{\frac{\pi}{\alpha}+2}} (1 + O|\zeta|^{\mu}) \qquad (0 < \mu < 1).$$

Dans le deuxième cas la fonction $G(\zeta)$ est égale à

$$G(\zeta) = \prod_{p=1}^{n-1} \frac{\zeta}{\zeta - i e^{i(\theta+2\alpha p)}},$$

d'où l'on déduit l'expression de $g(\zeta)$. La fonction ainsi obtenue vérifie en outre l'équation fonctionnelle

$$g(\zeta) = (-1)^{n-1} \frac{1}{\zeta^2} g\left(\frac{1}{\zeta}\right).$$

L'étude de la représentation de φ conduit aux conclusions suivantes :

1° toutes les solutions obtenues tendent vers zéro à l'infini au large;

2° dans le cas $\pi - 2\theta \neq 2n\alpha$, on obtient deux solutions qui sont au voisinage du bord de l'ordre de $r^{-\pi/\alpha}$, $r=\sqrt{x^2+y^2}$;

3° dans le cas $\pi - 2\theta = 2n\alpha$, n entier.

1° n impair : $\varphi_1(x, p) = 0$. La solution $\varphi_2(x, y)$ est égale à

$$\varphi_2 = \sum_{q=1}^{n} A_q \exp\left\{-\frac{\sin(\theta+2q\alpha)}{\cos\theta}x - \frac{\cos(\theta+2q\alpha)}{\cos\theta}y\right\},$$

avec

$$A_q = (i)^{n-1} \prod_{s=1-q,\neq 0}^{n-q} \operatorname{cotg} s\alpha.$$

2° n pair : $\varphi_2(x, y) = 0$. La solution $\varphi_1(x, y)$ est égale à

$$\varphi_1 = \pi \sum_{q=1}^{n} B_q \exp\left\{-\frac{\sin(\theta+2q\alpha)}{\cos\theta}x - \frac{\cos(\theta+2q\alpha)}{\cos\theta}y\right\} + S(x, y),$$

avec

$$B_q = \frac{2iA_q}{k}\varepsilon, \qquad \varepsilon = +1 \quad \text{pour } q \leqq \frac{n}{2} - 1,$$

$$\varepsilon = 0 \quad \text{pour } q = \frac{n}{2}, \qquad \varepsilon = -1 \quad \text{pour } q \geqq \frac{n}{2} + 1$$

et

$$S(x, y) = \int_0^{-1} \exp\left\{\frac{k}{2}x\left(\zeta + \frac{1}{\zeta}\right)\right\} \times \left[\frac{k}{2}\left(\zeta - \frac{1}{\zeta}\right)\cos\frac{k}{2}\left(\zeta - \frac{1}{\zeta}\right)y + \sin\frac{k}{2}\left(\zeta - \frac{1}{\zeta}\right)y\right] \frac{g(\zeta)\,d\zeta}{\left[\frac{k}{2}\left(\zeta - \frac{1}{\zeta}\right)\right]^2 + 1}.$$

Cette solution présente au bord une singularité logarithmique.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2472.

AÉRODYNAMIQUE. — *Déviation d'un jet principal par un jet auxiliaire faiblement incliné. Résolution du problème par analogie rhéoélectrique.* Note (*) de M. **Thoai-Sum Luu**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. D'un canal rectiligne indéfini de largeur l débouche un jet principal dans une atmosphère à la pression p_0. Ce jet principal est dévié par un mince jet auxiliaire de débit Q_j sortant sous une inclinaison Θ et avec une vitesse d'éjection V_j, d'une fente F placée sur un bord du canal à la distance d de la

section de sortie OO′ (*fig.* 1). L'écoulement est supposé plan et permanent et le fluide parfait, irrotationnel, incompressible et non pesant.

Le jet principal est limité à sa partie supérieure par la courbe O′I le long de laquelle règne la pression ambiante p_0 et à sa partie inférieure par le filet fluide FJ qui schématise le jet auxiliaire supposé infiniment délié. Les formes

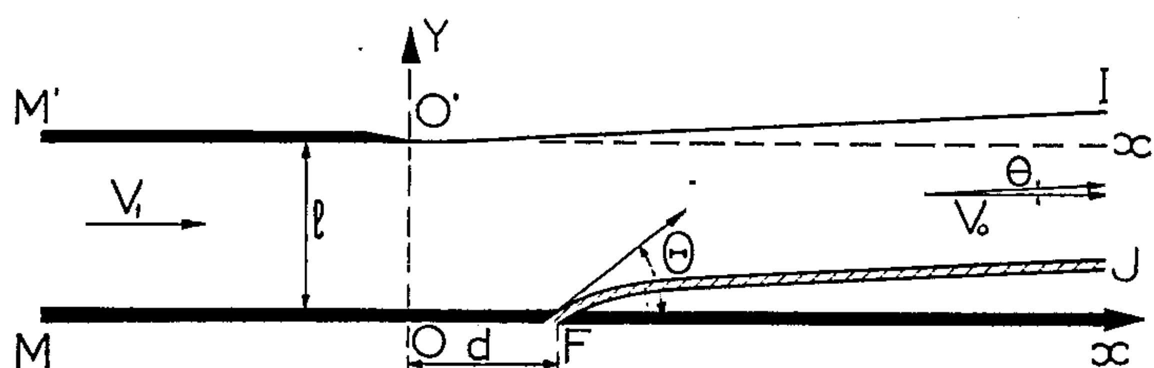


Fig. 1.

de ces courbes ne sont pas connues *a priori*, mais cependant déterminées par des conditions d'équilibre de pression à leur frontière. Si l'angle Θ est petit, on peut admettre l'hypothèse des faibles perturbations et, dans le cadre d'une théorie linéarisée écrire les conditions aux limites qui définissent ces frontières sur leur projection Ox' et Fx.

Pour définir l'écoulement, on considère le potentiel des vitesses $\Phi(x, y)$, mis sous la forme

$$\Phi(x, y) = V_0 x + \varphi(x, y)$$

qui fait apparaître la composante de la vitesse V_0 suivant Ox de l'écoulement uniforme qui s'établit à l'aval, ainsi que le potentiel de perturbation $\varphi(x, y)$,

A l'amont, l'écoulement dans le canal possède une vitesse uniforme V_1 ; à l'infini aval, le jet principal complètement dévié d'un angle θ, retrouve une vitesse uniforme dont la composante horizontale est V_0 donc $(\varphi'_x)_{+\infty} = 0$ et l'effet de striction provoqué par le jet auxiliaire impose que $V_0 > V_1$ donc que $(\varphi'_x)_{-\infty} < 0$.

2. Les conditions aux limites qui déterminent le potentiel de perturbation $\varphi(x, y)$ sont les suivantes :

a. Le long des parois du canal, c'est-à-dire suivant MF et M′O′, on a $\partial\varphi/\partial y = 0$;

b. Sur la frontière supérieure du jet, ligne O′I, la pression est constante et égale à p_0 ; avec l'approximation adoptée on écrira donc $\varphi'_x = 0$ sur $O'x'$ ou encore $\varphi = \text{Cte} = \varphi_0$;

c. L'équilibre du filet fluide constituant le jet auxiliaire exige qu'en chaque point de FJ :

$$(1)\qquad p_+ - p_0 = \frac{Q_j V_j}{\mathcal{R}},$$

où p_+ désigne la pression en bordure du jet principal et $\mathcal{R}$ le rayon de courbure du filet. Cette condition peut être écrite sur Fx et donne, en adoptant des hypothèses analogues à celles que L. Malavard ([1]) avait admises pour le jet de soufflage au bord de fuite d'une aile;

$$(2) \qquad -\rho V_0 \varphi'_x = -\frac{Q_j V_j}{V_0} \varphi''_{xy}$$

soit encore en intégrant et en introduisant un coefficient C_μ de quantité de mouvement ($C_\mu = 2 Q_j V_j / \rho V_0^2 l$) :

$$(3) \qquad \varphi = \frac{C_\mu l}{2} \varphi'_y + \bar{\varphi},$$

la constante $\bar{\varphi}$ est telle qu'au point F où $(\varphi'_y)_F = V_0 \Theta$ on ait

$$(4) \qquad \varphi_F = \frac{C_\mu l}{2} V_0 \Theta + \bar{\varphi},$$

on a d'ailleurs à l'infini aval :

$$(5) \qquad \varphi_{+\infty} = \frac{C_\mu l}{2} V_0 \theta + \bar{\varphi}.$$

d. La vitesse $(\varphi'_x)_{-\infty}$ de l'écoulement uniforme de perturbation dans le canal à l'infini amont est finalement déterminée en écrivant qu'au point O' la vitesse est encore tangente à la paroi M'O', d'où la condition $(\partial\varphi/\partial y)_{0'} = 0$.

3. La détermination de $\varphi(x, y)$ a été obtenue au moyen de la méthode d'analogie rhéoélectrique en identifiant cette fonction harmonique au potentiel électrique d'une cuve rectangulaire MM'xx'. Le montage analogique est représenté sur la figure 2. Les frontières MF et M'O' sont isolantes d'après *a*.

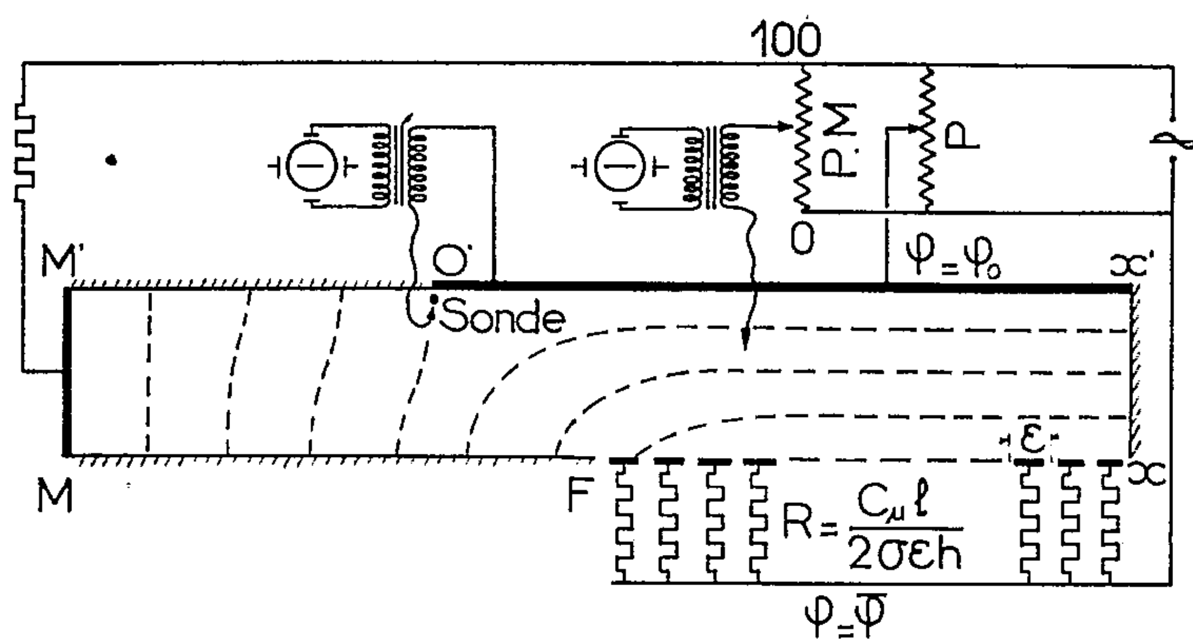


Fig. 2.

Le bord O'x' est formé par une électrode au potentiel φ_0 (condition *b*). La partie Fx est recouverte de petites électrodes de largeur ε et de hauteur h, que l'on alimente, à partir d'un potentiel fixe $\bar{\varphi}$, à travers des résistances R; on sait

que ce montage satisfait automatiquement la condition (3) du type de Fourier en prenant $R = C_\mu l/2\sigma\varepsilon h$ (où σ désigne la conductivité du modèle analogique). Enfin une électrode, placée suivant MM′, est alimentée de manière à figurer l'écoulement uniforme amont de vitesse $(\varphi'_x)_{-\infty}$: une sonde placée sur Oy, au voisinage immédiat de O′ permet de remplir la condition d, en réglant φ_0 pour que la ligne potentielle de même valeur soit tangente à Oy en ce point O′.

4. La mesure du potentiel aux électrodes donne les résultats cherchés. Le rapport θ/Θ entre l'angle de déviation θ et l'angle de soufflage Θ se déduit de (4) et (5) d'après les valeurs que prend le potentiel au point F et à l'extrémité droite de la cuve ($x = +\infty$), on a

$$\frac{\theta}{\Theta} = \frac{\varphi_\infty - \bar{\varphi}}{\varphi_F - \bar{\varphi}}.$$

Le coefficient de striction, défini par $\lambda = V_1/V_0$, est obtenu en mesurant l'intensité qui entre par l'électrode MM′, cette intensité est, en effet, proportionnelle à $(\varphi'_x)_{-\infty}$.

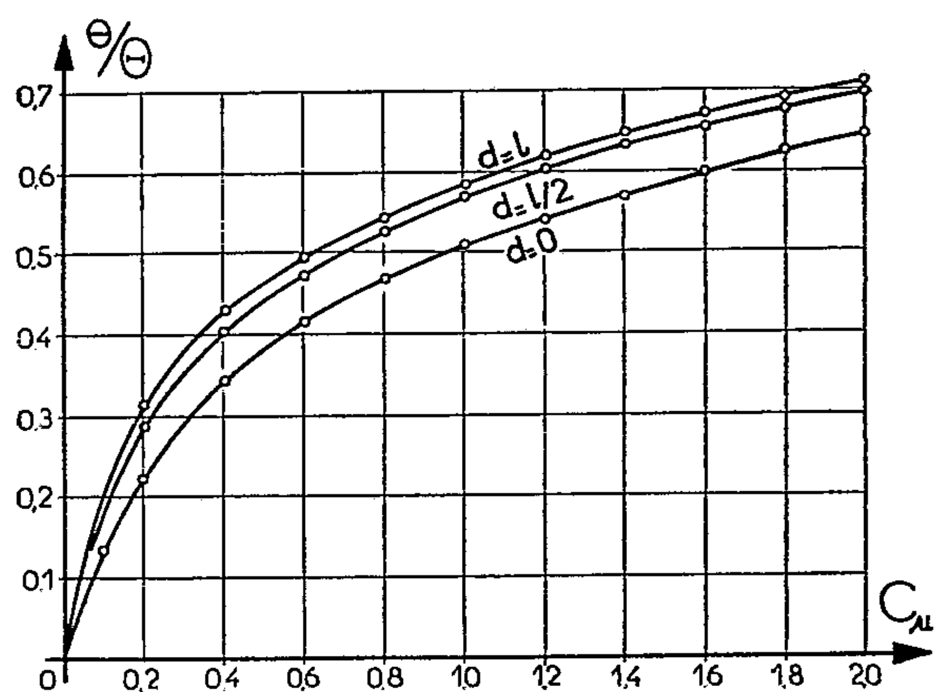


Fig. 3.

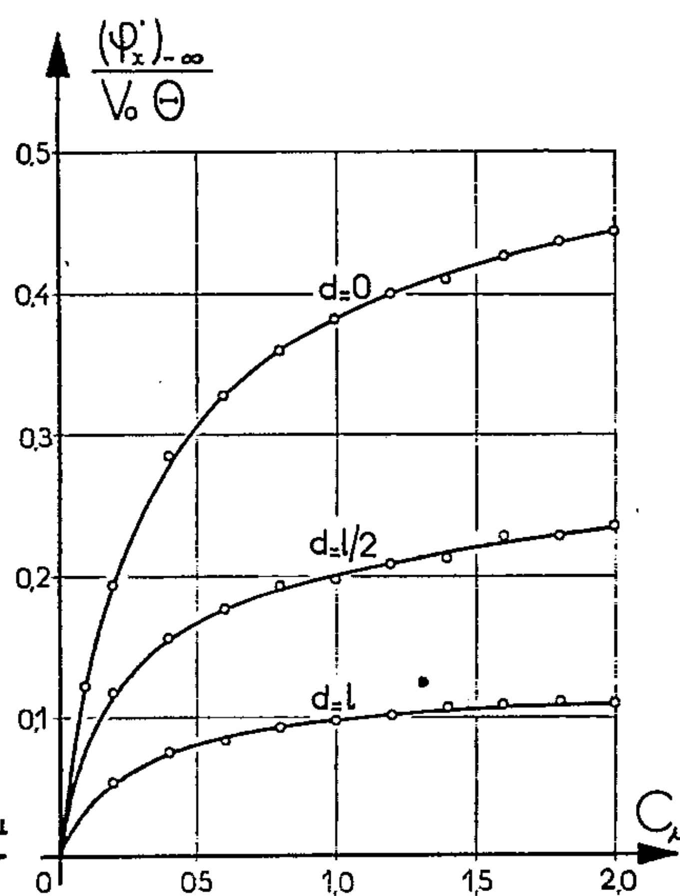


Fig. 4.

Les calculs analogiques, effectués pour diverses valeurs du paramètre l/d, ont donné les résultats représentés sur les figures 3 et 4 : variations de θ/Θ et de $-(\varphi'_x)_{-\infty}/V_0\Theta$ en fonction de C_μ.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) L. Malavard, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2440.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Systèmes dynamiques à hérédité non linéaire et à mémoire totale*. Note (*) de M. **Théodore Vogel**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans une Note antérieure ([1]), que nous désignerons par (I), nous avons recherché les solutions périodiques de l'équation intégrodifférentielle

$$\ddot{x} + x + \int_0^t f(x, \dot{x})\, dt = 0,$$

en la ramenant au système d'équations différentielles dans R^3,

$$\frac{dx}{y} = \frac{dy}{-z} = \frac{dz}{F(x, y)} = dt$$

On étend aisément les considérations de I à l'équation plus générale

$$\ddot{x} + g(x, \dot{x}) + \int_0^t f(x, \dot{x})\, dt = 0,$$

où g est, comme f, une fonction holomorphe de ses arguments : en effet, posons

$$y \equiv \dot{x}; \qquad z \equiv -\dot{y}; \qquad F(x, y, z) \equiv y g_{,x} + f + z g_{,y},$$

on obtient le système d'équations différentielles dans R^3,

$$\frac{dx}{y} = \frac{dy}{-z} = \frac{dz}{F(x, y, z)} = dt.$$

Ses points singuliers sont donnés par $y = 0$, $z = 0$, $F(x, 0, 0) = 0$, tout comme dans I; mais l'équation aux directions propres est ici

$$S^3 - aS^2 + bS - c = 0, \qquad (a = -g_{,y};\ b = g_{,x} + f_{,y};\ c = -f_{,x}),$$

la somme des racines n'est plus nécessairement nulle, et le point singulier pourra être de n'importe quelle nature.

Le cas d'un nœud (discriminant positif) ne nous intéresse pas, car il exclut toute possibilité de solution périodique; celui d'un col-nœud ou col-foyer est justiciable, à des modifications banales près, des raisonnements de I, et fournit par conséquent comme solution périodique éventuelle le cycle limite qui peut entourer le col-foyer sur la surface singulière U de I; il se présentera si le discriminant est négatif et si $ab/c < 1$. L'éventualité nouvelle qu'il faut examiner maintenant est celle où le point singulier (où l'on aura transporté l'origine des coordonnées) est un foyer (discriminant négatif, mais $ab/c > 1$).

Les racines de l'équation en S seront s réelle, et s', s'^{*} imaginaires conjuguées; supposons $s \neq 0$, $s' + s'^{*} \neq 0$, ce qui sera généralement le cas : on

sait (²) qu'il existe alors une transformation $(x, y, z) \rightarrow (u_1, u_2, u_3 = u_2^*)$ qui ramène nos équations différentielles à la forme réduite « normale »

$$\frac{du_1}{su_1} = \frac{du_2}{s'u_2} = dt$$

dont l'intégration est immédiate, et donne $u_1 = u_1^0 e^{st}$; $u_2 = u_2^0 e^{s't}$. Les u sont des fonctions holomorphes des anciennes variables, s'annulant avec celles-ci, et satisfaisant aux équations aux dérivées partielles

$$Lu_1 - su_1 = Lu_2 - s'u_2 = 0 \qquad \left(L \equiv y\frac{\partial}{\partial x} - z\frac{\partial}{\partial y} + F\frac{\partial}{\partial z}\right).$$

En éliminant le temps et faisant apparaître des fonctions réelles de x, y, z, nous obtenons la famille de surfaces à un paramètre

$$V(x, y, z; \lambda) = u_2 u_2^* - \lambda u_1^\sigma = 0,$$

où σ est le rapport réel de $s' + s'^*$ à s; toutes les V passent par l'origine et n'ont pas d'autre point commun; chacune d'elles porte une trajectoire spirale s'enroulant vers le foyer pour t tendant vers $+\infty$ ou vers $-\infty$. Notons que les V satisfont à l'équation $LV - (s' + s'^*)V = 0$.

A cette famille, il faut ajouter la transformée, dans l'espace x, y, z, du point singulier $u_1 = u_2 = 0$ de l'espace des réduites : or en ce point $Lu_i = 0$, ce qui est précisément l'équation de la surface singulière U, trouvée en I. Cette surface, on l'a vu, est sillonnée de spirales ayant O pour foyer.

Toute solution périodique $x = X(t)$, $y = Y(t)$, $z = Z(t)$, donne des fonctions $u_1(X, Y, Z)$, $u_2(X, Y, Z)$ également périodiques : or les $u(t)$ de la famille régulière, trouvée plus haut, ne sauraient l'être; il ne peut y avoir par conséquent d'autre solution périodique, dans le cas du foyer, que le cycle limite éventuel porté par U, exactement comme dans le cas du col-foyer discuté dans I.

On peut mettre en évidence le rôle privilégié de la surface « d'hérédité exceptionnelle » U en rapportant tout point de l'espace à des coordonnées « naturelles » curvilignes, ξ et η définissant un point de U, ζ compté le long de la normale à U en ce point; nous appellerons ζ l'*hérédité naturelle* de l'affixe. Les seules trajectoires qui puissent tendre éventuellement vers un cycle limite sont celles à hérédité naturelle nulle, et le cycle en question pourra être stable par rapport à des perturbations qui ne touchent pas à l'hérédité naturelle; au contraire, tout accroissement fortuit de l'hérédité naturelle transportera l'affixe sur une V voisine de U, et ne lui permettra jamais de revenir sur cette surface.

Les procédés que nous avons utilisés sont applicables lorsque, dans le plan complexe, l'origine est intérieure au triangle formé par les racines de l'équation en S (cas du col-foyer), ou extérieure à ce triangle (cas du foyer). La coalescence peut se présenter lorsque l'origine est sur le contour du triangle par

annulation de la racine réelle s, ou par annulation de $s' + s'^*$ ($ab/c = \infty$ ou 1); la première éventualité ne présente aucun comportement nouveau; dans la deuxième, O sera en général un foyer, mais pourra exceptionnellement constituer un centre : les V seraient alors des « gaines » ([3]) entourant $u_2 u_2^* = 0$, et les trajectoires décrites sur ces surfaces, des hélices tendant asymptotiquement vers les trajectoires fermées correspondantes qui entourent l'origine sur U. Du point de vue de la stabilité des solutions périodiques que représentent ces trajectoires fermées, on a perdu et gagné à la fois, par rapport au cas du foyer : car les régimes à hérédité naturelle nulle ont perdu en stabilité (qui n'est plus qu'indifférente); en revanche, une perturbation de l'hérédité naturelle est désormais compensée dans la suite du mouvement, l'affixe tendant à retrouver la surface U d'hérédité naturelle nulle.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

([1]) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1224.

([2]) E. Picard, *Traité d'Analyse*, III, 3e éd., 1928, chap. I.

([3]) H. Poincaré, *J. Math. pures et appl.*, 2, 1886, p. 151-217.

RELATIVITÉ. — *Sur la methode des singularités en relativité générale.* Note de M. **Phan Tan Hoang**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les conditions d'isothermie font intervenir naturellement la densité tensorielle $\mathfrak{g}^{\alpha\beta} = \sqrt{-g}.g^{\alpha\beta}$. L'introduction des $\mathfrak{g}^{\alpha\beta}$ comme variables de champ permet de simplifier l'étude des équations du mouvement par la méthode des singularités ([1]).

1. Dans un travail antérieur ([2]), nous avons développé une étude générale de la méthode des singularités. Cette étude a été faite dans le cadre d'une variété différentiable V_n à n dimensions, de classe de différentiabilité (c^2, c^4 par morceaux), sur laquelle est définie une métrique riemannienne partout de type hyperbolique normal :

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta \quad ({}^3).$$

Comme Einstein, nous avons pris comme inconnue une combinaison linéaire des écarts $\eta_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta}$ [$\delta_{\alpha\beta}$, coefficients du ds^2 de Minkowski ([4])].

Or, cette combinaison linéaire ne représente autre chose que l'expression linéarisée de $g_{\alpha\beta}/\sqrt{-g}$ (quantité conjuguée de $\mathfrak{g}^{\alpha\beta} = \sqrt{-g}.g^{\alpha\beta}$), en fonction des écarts $\eta_{\alpha\beta}$. Dans un système de coordonnées isothermes, chaque composante $S_{\alpha\beta}$ (resp. $S^{\alpha\beta}$) du tenseur d'Einstein ne contient pas d'autres dérivées secondes que celles de $g_{\alpha\beta}/\sqrt{-g}$ (resp. $\mathfrak{g}^{\alpha\beta}$).

Les fonctions $\mathfrak{g}^{\alpha\beta}$ sont bien adaptées à l'étude mathématique du système des équations d'Einstein. D'autre part, les conditions d'isothermie s'expriment à l'aide des $\mathfrak{g}^{\alpha\beta}$ sous une forme très simple, à savoir $\partial_\rho \mathfrak{g}^{\rho\lambda} = 0$.

Par conséquent il semble tout à fait indiqué de prendre les densités tensorielles $\mathfrak{g}^{\alpha\beta}$ elles-mêmes comme fonctions inconnues dans notre problème.

2. Rappelons les hypothèses faites dans l'étude des équations du mouvement.

a. La métrique est supposée quasi euclidienne, à comportement asymptotique euclidien. Les potentiels admettent des développements limités en fonction de $1/c^2$, c désignant la vitesse de la lumière dans le vide. Des raisons physiques nous conduisent à faire les développements suivants, où nous avons posé $\lambda = 1/c$ pour simplifier l'écriture

$$\mathfrak{g}^{00} = 1 + \sum_{p=1}^{q} \lambda^{2p} \underset{2p}{\mathfrak{g}^{00}} + O(\lambda^{2q+2}), \qquad \mathfrak{g}^{0i} = \sum_{p=1}^{q} \lambda^{2p+1} \underset{2p+1}{\mathfrak{g}^{0i}} + O(\lambda^{2q+3}),$$

$$\mathfrak{g}^{ij} = -\delta_i^j + \sum_{p=2}^{q} \lambda^{2p} \mathfrak{g}^{ij} + O(\lambda^{2q+2}) \qquad \left(\underset{2}{\mathfrak{g}^{ij}} = 0\right).$$

On notera la simplicité du développement de

$$|\text{dét}(\mathfrak{g}^{\alpha\beta})| = |g| = 1 + \lambda^2 \underset{2}{\mathfrak{g}^{00}} + \lambda^4 \left(\underset{4}{\mathfrak{g}^{00}} - \underset{4}{\mathfrak{g}^{ss}}\right) + O(\lambda^6).$$

a. On peut définir pour chaque corps une vitesse moyenne de translation, et cette vitesse est petite par rapport à c. La dérivée partielle ∂_0 est alors d'ordre $1/c$ par rapport aux dérivées partielles ∂_i.

3. Supposons que la variété V_n ait été rapportée à un système de coordonnées interprétables dans l'espace-temps ($g_{00} > 0$ et $g^{00} > 0$), et que la métrique choisie sur les sections d'espace W_{n-1} est la métrique $ds^{*2} = [g_{ij} - (g_{0i} g_{0j}/g_{00})]\, dx^i dx^j$ intrinsèquement définie.

Considérons les équations du cas extérieur : $S^{\alpha\beta} = 0$.

Sur une section W_{n-1} déterminée, le tenseur $S^{\alpha\beta}$ induit un vecteur $\vec{S}^{(\alpha)}$ de composantes contravariantes $S^{(\alpha)i}$, l'indice α ayant une valeur fixée d'ailleurs quelconque. Soit C^{n-1} un champ d'intégration à $(n-1)$ dimensions, contenant un domaine singulier déterminé de W_{n-1} et soit ∂C^{n-1} sa frontière. Posons

$$\sigma^{(\alpha)} = \text{flux}^{*}_{\partial C^{n-1}} \vec{S}^{(\alpha)}.$$

a. Les identités de conservation du tenseur $S^{\alpha\beta}$ peuvent s'écrire

$$\nabla_\beta S^{\alpha\beta} = E^{(\alpha)} + (\partial_0 S^{\alpha 0} + \Gamma^{\beta}_{\lambda\beta} S^{\alpha\lambda} + \Gamma^{\alpha}_{\lambda\beta} S^{\lambda\beta} - \Gamma^{*l}_{li} S^{\alpha l}) = 0,$$

où $E^{(\alpha)} = \nabla^{*}_{i} S^{(\alpha)i}$ est la divergence d'espace du vecteur $\vec{S}^{(\alpha)}$ (∇^{*}_{i}, dérivée covariante dans W_{n-1}). La dérivée ∂_0 est d'ordre $1/c$ et les symboles de Christoffel d'ordre $1/c^2$. On en déduit que la divergence $E^{(\alpha)}$ d'ordre m est nulle si les équations du champ d'ordre $(m-1)$ sont satisfaites. D'après le théorème de Stokes le flux $\sigma^{(\alpha)}$ a donc une valeur indépendante du choix de C^{n-1}.

b. Explicitons dans $S^{(\alpha)i}$ les termes linéaires qui ne comportent aucune dérivation par rapport à la variable x^0. On trouve

$$\frac{1}{2}\partial_l\left(-\partial_l \mathfrak{g}^{(\alpha)i} + \partial_i \mathfrak{g}^{(\alpha)l} + \delta_l^{(\alpha)}\partial_s \mathfrak{g}^{si} - \delta_i^{(\alpha)}\partial_s \mathfrak{g}^{sl}\right),$$

cette expression est de la forme $\partial_l F^{(\alpha)il}$, et $F^{(\alpha)il}$ est antisymétrique par rapport aux indices i, l. On peut montrer que la contribution d'une telle expression dans l'intégrale donnant le flux $\sigma^{(\alpha)}$, est toujours identiquement nulle. Donc le flux $\sigma^{(\alpha)}$ d'ordre m ne dépend effectivement que des potentiels d'ordre $(m-1)$.

En raison de ces deux propriétés du flux $\sigma^{(\alpha)}$, les conditions suivantes nécessairement satisfaites d'après $S^{\alpha\beta}=0$:

$$\sigma^{(\alpha)} = \sum_{m=3}^{2q+2} \lambda^m \underset{m}{\sigma}^{(\alpha)} + O(\lambda^{2q+3}) = 0,$$

constituent des relations que doit vérifier la solution d'ordre $2q$ des équations du champ, relations qui ne dépendent que de la frontière du corps considéré. Ce sont ces relations que nous prenons comme définition des équations du mouvement.

4. Pour illustrer la méthode précédente, nous allons établir les équations du mouvement en relativité générale, dans le cas d'un système de N particules matérielles représentées par des singularités ponctuelles du champ. Les calculs sont faits en coordonnées isothermes.

A la première approximation, les équations du champ s'écrivent simplement $\Delta \mathfrak{g}^{\alpha\beta} + O(\lambda^4) = 0$. Nous prenons comme solution de ces équations :

$$\underset{2}{\mathfrak{g}}^{00} = 4\sum_{s=1}^{N} G\overset{s}{m}_0/\overset{s}{r}, \qquad \underset{3}{\mathfrak{g}}^{0i} = 4\sum_{s=1}^{N} G(\overset{s}{m}_0/\overset{s}{r})\dot{\overset{s}{\xi}}{}^i. \qquad \lambda\dot{\overset{s}{\xi}}{}^i = \partial_0 \overset{s}{\xi}{}^i.$$

G est la constante d'attraction universelle, $\overset{s}{m}_0$ la masse au repos de la $s^{\text{ième}}$ particule, $\overset{s}{r}$ la distance du point (x^i) à la $s^{\text{ième}}$ particule dont les coordonnées d'espace sont $(\overset{s}{\xi}{}^i)$.

En portant cette solution dans l'expression au cinquième ordre près de $S^{(\alpha)i}$ et en intégrant, on obtient les valeurs approchées suivantes du flux de $\vec{S}^{(\alpha)}$:

$$\overset{s}{\sigma}{}^{(0)} = -\lambda^3\left[8\pi G\dot{\overset{s}{m}}_0 + O(\lambda^2)\right].$$

$$\overset{s}{\sigma}{}^{(k)} = -\lambda^4\left[8\pi G\overset{s}{m}_0\left(\ddot{\overset{s}{\xi}}{}^k - \sum_{l\neq s}\tilde{\partial}_k \overset{l}{U}\right) + O(\lambda^2)\right], \qquad \overset{l}{U} = \overset{l}{m}_0/\overset{l}{r}, \qquad \tilde{\partial}_k \overset{l}{U} = \left(\partial_k \overset{l}{U}\right)_{x_i = \overset{s}{\xi}_i}.$$

Ainsi à la première approximation on voit que $\sigma^{(k)} = 0$ donne les équations newtoniennes du mouvement d'une masse, tandis que l'équation $\sigma^{(0)} = 0$ exprime que la masse ne dépend pas du temps.

Le calcul peut se poursuivre à des ordres d'approximation supérieure. En seconde approximation les calculs font apparaître des termes correctifs d'origine relativiste.

(1) Dans la méthode du tenseur d'énergie, il est avantageux d'utiliser aussi la densité tensorielle $\mathfrak{g}^{\alpha\beta}$. L'introduction de cette densité dans la méthode des singularités permet de faire une comparaison plus naturelle entre les deux procédés.

(2) PHAM TAN HOANG, *Thèse* (ronéotypée), Paris, 1957.

(3) α, β et tout indice grec $= 0, 1, \ldots, n-1$; i, j et tout indice latin $= 1, \ldots, n-1$.

(4) Les résultats des Mémoires d'Einstein, Infeld et Hoffmann apparaissent comme un cas particulier ($n = 4$, singularités ponctuelles).

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Nouvelle propriété symétrique et nouvelles relations de conservation du champ de Dirac.* Note (*) de M. **TAKEHIKO TAKABAYASI**, présentée par M. Louis de Broglie.

On établit une nouvelle formulation du champ de Dirac en fonction d'un repère de Lorentz attaché à chaque point de l'espace ordinaire et de deux variables scalaires; cette formulation révèle la structure symétrique de la théorie de Dirac dans l'espace de Lorentz « interne » et ses nouvelles lois de conservation.

Le spineur de Dirac ψ, non quantifié, peut se représenter d'une façon équivalente par l'ensemble des variables réelles (1) :

$$\{\rho,\ \theta,\ a^{\xi}_{\mu}\} \qquad (\xi = 1, 2, 3, 4) \tag{1}$$

où ρ et θ sont respectivement un scalaire et un pseudoscalaire et a^{ξ}_{μ}, ($\xi = 1, 2, 3, 4$), sont quatre quadrivecteurs unitaires qui constituent un système de Lorentz à chaque point de l'espace, satisfaisant aux conditions

$$a^{\xi}_{\mu} a^{\eta}_{\mu} = \delta_{\xi\eta}, \qquad a^{\xi}_{\mu} a^{\xi}_{\nu} = \delta_{\mu\nu}. \tag{2}$$

Nos quantités de base sont reliées à ψ de la façon suivante (2) :

$$\bar{\psi}\psi = \rho\cos\theta, \qquad i\bar{\psi}\gamma^{5}\psi = \rho\sin\theta, \tag{3}$$

$$\left\{\begin{aligned} \rho a^{1}_{\mu} &= \frac{1}{2}(\bar{\psi}^{c}\gamma^{\mu}\psi - \bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi^{c}),\\ \rho a^{2}_{\mu} &= \frac{1}{2i}(\bar{\psi}^{c}\gamma^{\mu}\psi + \bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi^{c}), \end{aligned}\right. \tag{4}$$

$$\rho a^{3}_{\mu} = i\bar{\psi}\gamma^{5}\gamma^{\mu}\psi, \qquad \rho a^{4}_{\mu} = \bar{\psi}\gamma^{\mu}\psi, \tag{5}$$

où ψ^{c} désigne le spineur conjugé de charge, c'est-à-dire

$$\psi^{c} = C\bar{\psi}^{T}$$

avec

$$C^{\dagger}C = 1, \qquad C^{T} = -C, \qquad (\gamma^{\mu})^{T} = -C^{\dagger}\gamma^{\mu}C.$$

Les ξ ont été associés de telle façon que $\{a_\mu^\xi\}$ est une transformation de Lorentz orthochrone :

$$\det(a_\mu^\xi) = +1.$$

Or nous pouvons montrer que dans cette représentation le contenu de l'équation de Dirac

$$\{\gamma^\mu(\partial_\mu - i\varepsilon A_\mu) + \varkappa\}\psi = 0, \qquad \varkappa = \frac{mc}{\hbar}, \qquad \varepsilon = \frac{e}{\hbar c}, \tag{6}$$

peut s'exprimer d'une façon équivalente par

$$\partial_\mu(\rho a_\mu^\xi) = -\delta_{\xi 3}\, 2\varkappa\rho\sin\theta - 2\varepsilon\rho\,.\,\varepsilon_{\xi\eta 34}\, a_\mu^\eta A_\mu, \tag{7}$$

$$a_\mu^\xi\,\partial_\mu\theta + G_{\mu\mu}^\xi = -\delta_{\xi 3}\, 2\varkappa\cos\theta + 2i\varepsilon\,.\,\varepsilon_{12\xi\eta}\, a_\mu^\eta A_\mu, \tag{8}$$

où $\varepsilon_{\xi\eta\zeta\iota}$ est le symbole parfaitement antisymétrique, A_μ le potentiel électromagnétique agissant sur la particule de Dirac, et $G_{\mu\mu}^\xi$ sont les traces des tenseurs

$$G_{\mu\nu}^\xi = \frac{i}{2}\varepsilon_{\xi\eta\zeta\iota}\, a_\rho^\eta\,\partial_\mu a_\rho^\zeta\,.\,a_\nu^\iota. \tag{9}$$

Dans les équations (7) et (8), ξ court de 1 à 4, de sorte qu'elles indiquent huit équations réelles. Elles peuvent s'exprimer aussi sous la forme [3] :

$$\frac{\partial_\mu\rho}{\rho} = a_\rho^\xi\,\partial_\rho a_\mu^\xi - 2\varkappa a_\mu^3\sin\theta + 2\varepsilon A_\rho a_\rho^{[1}\,.\,a_\mu^{2]}, \tag{7'}$$

$$\partial_\mu\theta = -\frac{i}{2}\varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma}\, a_\alpha^\xi\,\partial_\beta a_\gamma^\xi - 2\varkappa a_\mu^3\cos\theta - 2i\varepsilon A_\rho a_\rho^{[3} a_\mu^{4]}. \tag{8'}$$

Les équations de base de notre formalisme sont dérivées de la densité de Lagrange suivante :

$$\mathcal{L} = -\rho\left\{ mc^2\cos\theta + \frac{\hbar c}{2} a_\mu^3\,\partial_\mu\theta + \frac{\hbar c}{2} G_{\mu\mu}^3 - i a_\mu^4\left(eA_\mu - \frac{1}{c}\partial_\mu\Lambda\right) + \frac{1}{2}\lambda^{\xi\eta}(a_\mu^\xi a_\mu^\eta - \delta_{\xi\eta})\right\}, \tag{10}$$

où Λ et $\lambda^{\xi\eta}$ sont des variables redondantes.

Dans ce qui suit nous considérons le cas d'une particule libre, $eA_\mu = 0$. Les équations dans notre formalisme sont alors symétriques par rapport aux axes 1, 2, 4 dans l'espace-ξ [4]. Elles sont ainsi covariantes sous des rotations arbitraires autour du troisième axe dans l'espace-ξ, c'est-à-dire que le champ de Dirac est invariant par rapport à la transformation

$$\begin{cases} \rho,\ \theta \quad \text{invariant}, \\ a_\mu^\xi \to a_\mu^{\xi'} = C^{\xi\eta} a_\mu^\eta, \\ C^{\xi 3} = C^{3\xi} = \delta_{\xi 3}, \qquad C^{rs}C^{rt} = \delta_{st}, \qquad \det(C^{rs}) = 1, \end{cases} \tag{11}$$

où r, s, t vont sur 1, 2, 4 et $\{C^{rs}\}$, qui ne dépendent pas des x_μ, impliquent trois paramètres indépendants de rotation. La transformation (11) correspond

à celle dans le formalisme de ψ :

$$\psi \rightarrow \psi' = a\psi + b\psi^{C}$$

a et b étant des nombres complexes arbitraires avec $|a|^2 - |b|^2 = 1$.

Maintenant nous introduisons des quantités

$$T^{\xi}_{\mu\nu} = \rho(\partial_\mu \theta . a^{\xi}_{\nu} + G^{\xi}_{\mu\nu}), \tag{12}$$

dont la troisième signifie le tenseur impulsion-énergie canonique $\mathfrak{T}_{\mu\nu}$ du champ :

$$\mathfrak{T}_{\mu\nu} = \frac{\hbar c}{2} T^{3}_{\mu\nu}.$$

Posons d'ailleurs,

$$J^{[\xi\eta]}_{\mu} = \rho\left(\sin\theta . a^{\xi}_{\lambda}\,\partial_\mu a^{\eta}_{\lambda} - \frac{i}{2}\cos\theta . \varepsilon_{\xi\eta\zeta\iota}\, a^{\zeta}_{\lambda}\,\partial_\mu a^{\iota}_{\lambda}\right), \tag{13}$$

qui signifie un « tenseur » antisymétrique dans l'espace-ξ, et qui contient le courant de Gordon

$$J_\mu = \frac{i}{2\varkappa}(\partial_\mu \overline{\psi} . \psi - \overline{\psi}\,\partial_\mu \psi) \qquad \text{comme} \quad J_\mu \equiv \frac{i}{2\varkappa} J^{[34]}_{\mu}.$$

On pose aussi

$$M^{[\xi\eta]}_{\mu\nu} = \rho(\sin\theta . a^{[\xi}_{\mu} a^{\eta]}_{\nu} - i\cos\theta . \varepsilon_{\mu\nu\varkappa\lambda}\, a^{\xi}_{\varkappa} a^{\eta}_{\lambda}), \tag{14}$$

qui représente la généralisation du « tenseur de moments magnétiques électriques », $M_{\mu\nu} = -(i/2)\overline{\psi}\gamma^{[\mu}\gamma^{\nu]}\psi$, telle que $M_{\mu\nu} \equiv i M^{[34]}_{\mu\nu}$.

Nous pouvons alors déduire, comme conséquences des équations du mouvement (7) et (8), d'importantes relations suivantes :

$$T^{\xi}_{\mu\nu} - T^{\xi}_{\nu\mu} = -i\,\varepsilon_{\mu\nu\varkappa\lambda}\{\partial_\varkappa(\rho\, a^{\xi}_{\lambda}) + \varkappa M^{[3\xi]}_{\varkappa\lambda}\}, \tag{15}$$

$$\partial_\nu M^{[\xi\eta]}_{\mu\nu} = -J^{[\xi\eta]}_{\mu} + 2\varkappa\rho(\delta_{3\xi}\, a^{\eta}_{\mu} - \delta_{\eta 3}\, a^{\xi}_{\mu}), \tag{16}$$

$$\partial_\nu T^{\xi}_{\mu\nu} = i\varkappa . \varepsilon_{3\xi\eta\zeta}\, J^{[\eta\zeta]}_{\mu}, \tag{17}$$

$$\partial_\mu J^{[\xi\eta]}_{\mu} = 0, \tag{18}$$

$$\partial_\mu T^{\xi}_{\mu\nu} = 0. \tag{19}$$

En particulier, les relations (18) et (19) représentent respectivement la généralisation de l'équation de continuité pour le courant de Gordon et celle des relations de conservation d'énergie-impulsion. Elles signifient ainsi huit nouvelles lois de conservation caractérisant le champ de Dirac.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) Pour les significations physiques des variables (1). *voir* T. Takabayasi, *Nuovo Cimento* (à paraître); ainsi *Suppl. Prog. Theor. Phys.*, n° 4, 1957.

(2) Dans cette Note * signifie la conjuguée complexe, T la transposée, † la conjuguée hermitienne et $\overline{\psi} = \psi^\dagger \gamma^4$.

(3) $a^{[1}_{\rho} a^{2]}_{\mu} \equiv a^{1}_{\rho} a^{2}_{\mu} - a^{2}_{\rho} a^{1}_{\mu} = \varepsilon_{\xi\eta 34}\, a^{\xi}_{\rho} a^{\eta}_{\mu}$.

(4) Pour la particule de masse propre nulle (neutrino), les équations sont parfaitement symétriques. Ce cas est traité dans une autre Note.

(*Institut Henri Poincaré.*)

THERMO-DIFFUSION. — *Méthode de mesure des effets thermoélectriques accompagnant la diffusion thermique dans les solutions aqueuses de chlorures.* Note (*) de M. **Jacques Chanu**, présentée par M. Eugène Darmois.

La plupart des études expérimentales développées dans le but de mesurer les forces électromotrices prenant naissance dans les milieux électrolytiques sous l'influence de gradients de température concerne les solutions en état de diffusion contrainte. Dans le cas où les processus de diffusion interviennent, c'est-à-dire, au cours de l'effet Soret, l'évaluation directe des potentiels de thermodiffusion n'a donné lieu jusqu'ici qu'à très peu de travaux ([1]).

Dans le cadre d'une étude d'ensemble de l'effet Soret dans les solutions aqueuses de chlorures alcalins et alcalinoterreux, nous avons cherché à recueillir une série de valeurs expérimentales des potentiels de thermodiffusion par mesure directe utilisant les électrodes Ag/ClAg ([2]).

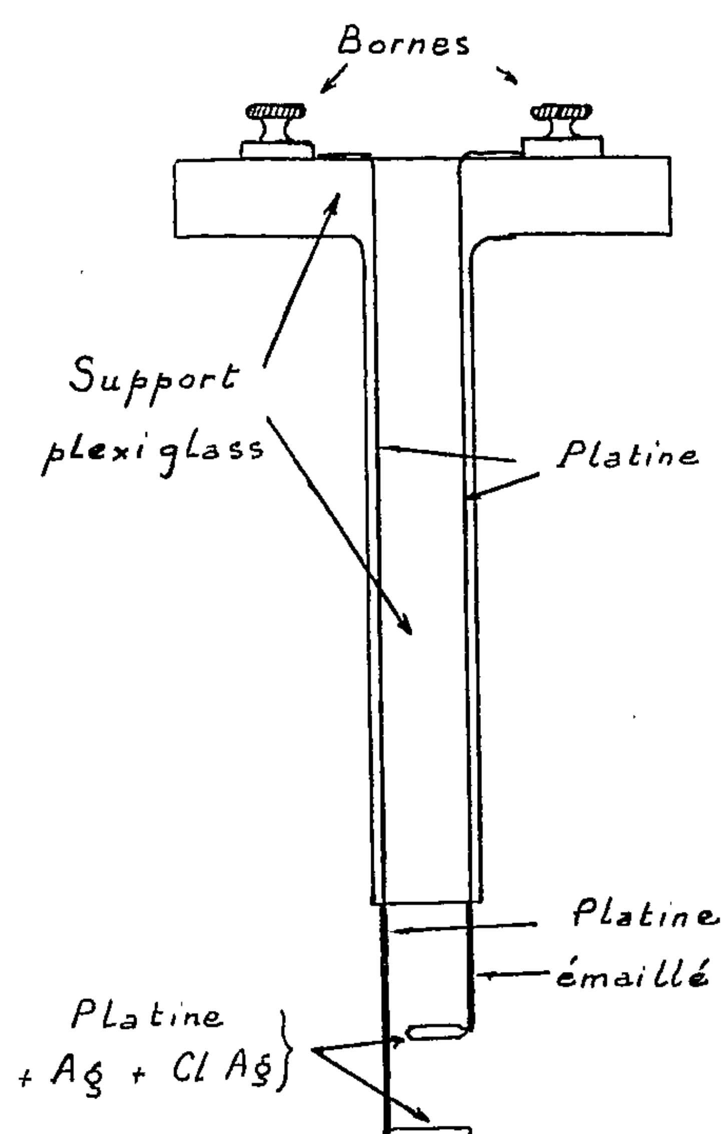


Fig. 1.

Nous nous sommes placé dans les conditions de l'effet Soret pur c'est-à-dire dans le montage à gradient vertical : la solution maintenue entre deux plans horizontaux dont le supérieur est amené à une température plus élevée que celui du bas peut, à chaque instant, être considérée comme macroscopiquement homogène dans tout plan horizontal. Un système d'électrodes doubles réalisé comme l'indique la figure 1 plonge dans la solution. Les parties actives de

platine destinées à recevoir les dépôts d'Ag et de ClAg sont les portions horizontales.

La différence de potentiel entre celles-ci, recueillies entre les bornes identiques est évaluée à l'aide d'un montage potentiométrique de grande fidélité et sensibilité (galvanomètre de zéro).

Le dispositif contenant l'électrolyte est une cellule du type précédemment décrit ([3]). Outre les précautions déjà indiquées, un soin tout particulier a été apporté à l'isolement électrique de la solution et à la préparation des électrodes.

Pour ces dernières le dépôt d'Ag a été pratiqué par électrolyse d'une solution d'argentocyanure de potassium (N/2) préparée extemporanément (densité de courant $J = 30\ \mu A/mm^2$ de surface). On procéda alors à un lavage extrêmement abondant à l'eau bidistillée tiède pendant plusieurs jours. Les électrodes furent ensuite chlorurées par électrolyse dans les solutions qu'elles étaient destinées à mesurer ($J = 10 - 12\ \mu A/mm^2$).

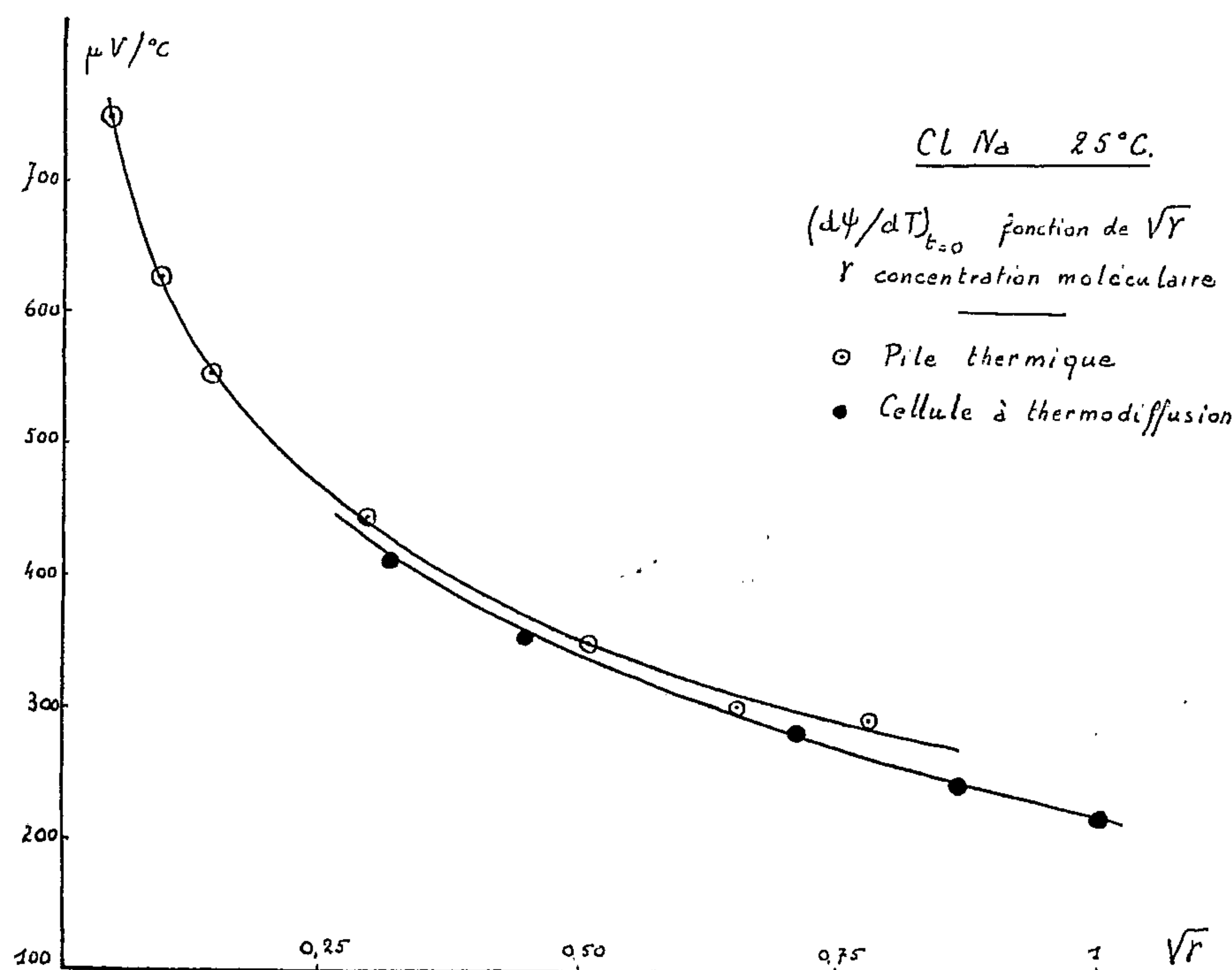


Fig. 2.

Outre une certaine commodité dans la réalisation pratique du montage, ce type d'électrodes autorise en première analyse, une interprétation relativement simple des résultats. Toutefois la présence simultanée de ClAg et d'ions Cl^- donne lieu à la formation d'ions complexes ([4]) dont on pourra chercher à situer l'incidence dans ce montage différentiel.

Les électrodes retenues pour les mesures furent celles qui présentaient une différence de potentiel initiale $< 20\ \mu V$ et récupéraient en fin d'expérience cette valeur à $10\ \mu V$ près.

La différence de température entre électrodes est facilement obtenue connaissant le gradient de température dans la solution par la mesure directe au comparateur optique de la distance entre électrodes (à 10^{-2} mm près).

Dès l'établissement du gradient de température, les électrodes présentent une certaine différence de potentiel ($\delta\psi_{t=0}$). Cette valeur existant avant toute thermodiffusion doit en principe se confondre avec celle que fournirait une pile thermique soumise à la même différence de température (δT). La figure 2 est une vérification expérimentale de ce résultat.

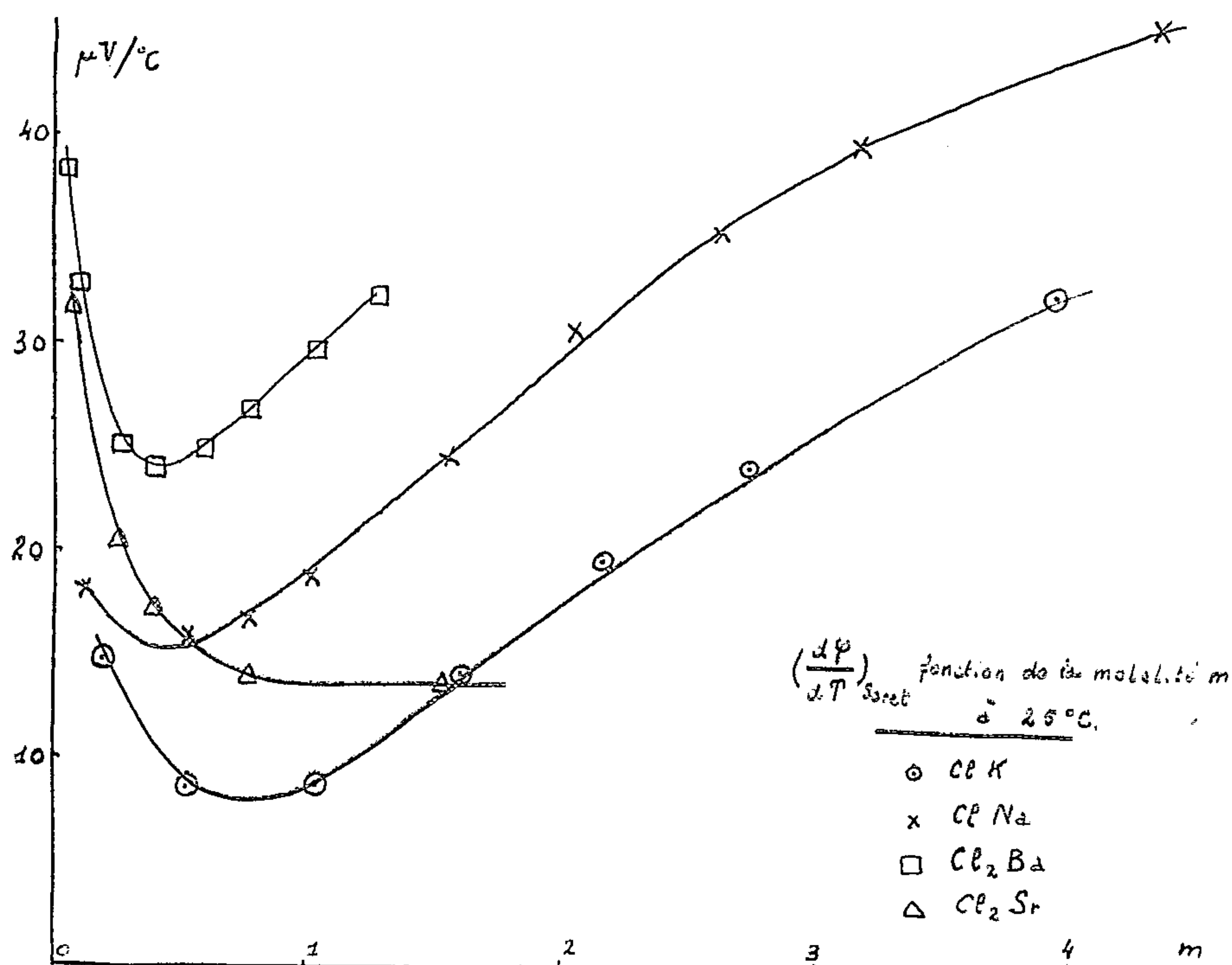


Fig. 3.

Au cours de l'effet Soret cette différence de potentiel évoluera jusqu'à une certaine valeur ($\delta\psi_{t_\infty}$). La quantité

$$\delta\varphi_t(t) = \delta\psi_t - \delta\psi_{t=0},$$

avec

$$\delta\varphi_t(t) \to \delta\varphi_{\text{Soret}} \qquad \text{quand} \quad t \to \infty$$

indique la variation du potentiel de thermodiffusion au cours du temps. Indiquons que nous avons vérifié avec une bonne approximation la forme exponentielle de la loi phénoménologique prévue par la théorie ([5]).

La figure 3 montre la variation du potentiel Soret $(d\varphi/dT)_{\text{Soret}}$ en fonction de de la molalité (m) pour les quatre chlorures ClNa, ClK, Cl_2Ba et Cl_2Sr à une température moyenne de 25°C.

(*) Séance du 23 décembre 1957.
(1) J. N. Agar et W. G. Breck, *Nature*, 175, 1955, p. 298.
(2) J. Chanu, *Thèse*, Paris, 1957.
(3) J. Chanu et J. Lenoble, *J. Chim. Phys.*, 53, 1956, p. 309.
(4) H. Chateau et B. Hervier, *J. Chim. Phys.*, 54, 1957, p. 637.
(5) S. R. de Groot, *Physica*, 9, 1942, p. 699.

FERROÉLECTRICITÉ. — *Propriétés ferroélectriques du sulfate de glycine.* Note (*) de Mlles Lucienne Taurel, Éliane Pourel et Françoise Thomassin, présentée par M. Jean Cabannes.

Le sulfate de glycine, de formule $SO_4H_2(CH_2NH_2CO_2H)_3$ est un cristal monoclinique, dont les indices principaux sont 1,56, 1,48 et 1,59.

Matthias, Miller et Remeika (1) ont récemment signalé que ce cristal est ferroélectrique à température ordinaire et possède un point de transition au

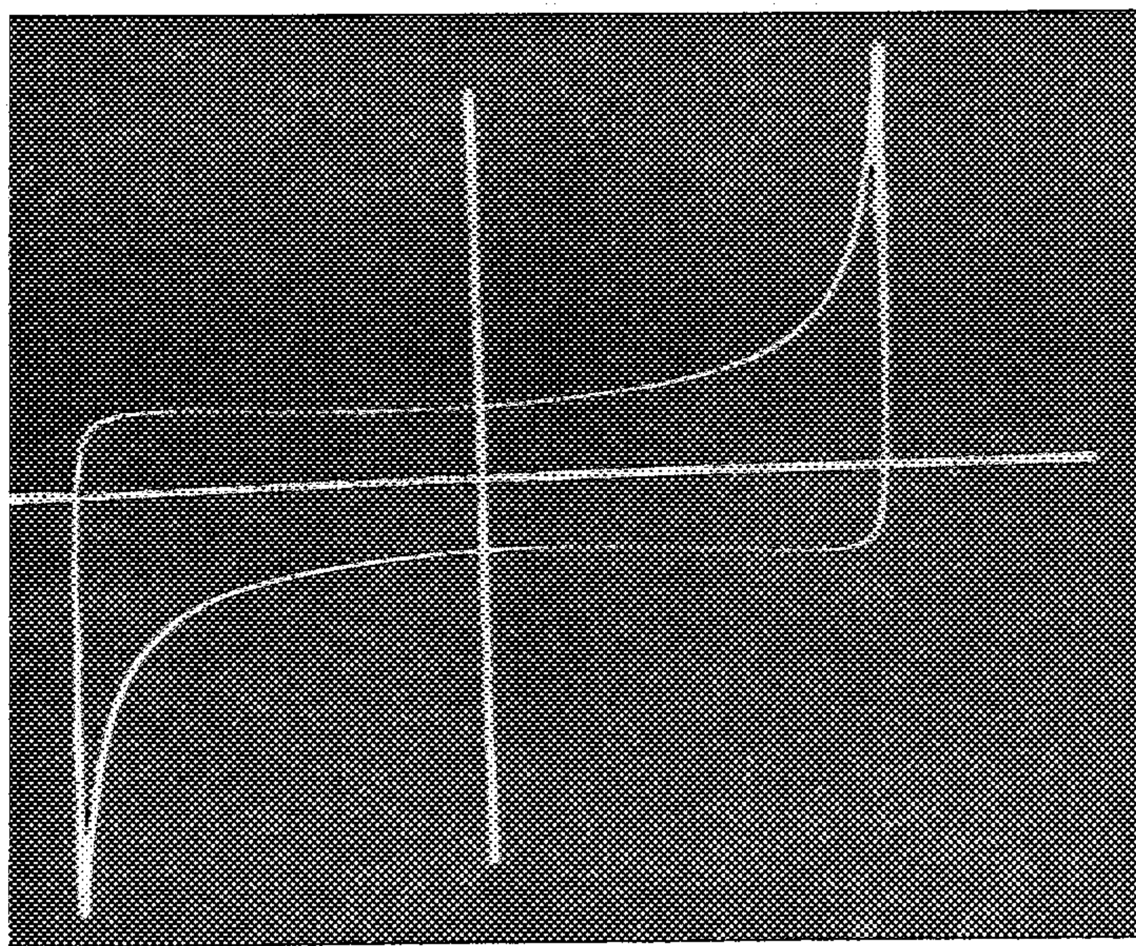


Fig. 1. — Cycle d'hystérésis du sulfate de glycocolle à température ordinaire.

voisinage de 47° C. Nous avons effectivement obtenu des cycles d'hystérésis en appliquant une tension alternative (à 50 c/s) à des plaques taillées perpendiculairement à l'axe binaire $(n = 1,48)$. La figure 1 représente un exemple

typique de cycle bien formé, donnant le vecteur déplacement électrique en fonction du champ électrique appliqué.

Les cycles obtenus sont parfaitement symétriques; la polarisation spontanée cesse brusquement pour un champ appliqué égal au champ coercitif, mais elle ne reprend pas aussi rapidement une valeur égale et opposée.

Lorsqu'on travaille avec des tensions maxima croissantes, on constate qu'à partir du moment où le cycle est bien formé, la polarisation spontanée garde une valeur constante, égale à $2,3.10^{-6}$ Cb/cm² à température ordinaire.

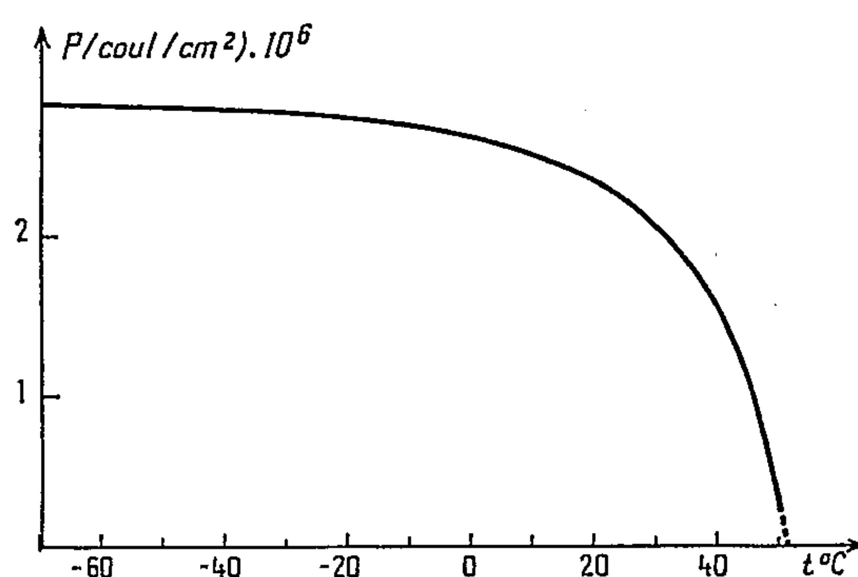


Fig. 2. — Polarisation spontanée en fonction de la température.

La figure 2 fournit la polarisation spontanée en fonction de la température. Il semble que vers — 70°C la polarisation spontanée atteigne une valeur constante P_s. La courbe donnant P/P_s en fonction de T/Θ (où P est la polarisation à la température absolue T et Θ la température absolue du point de transition) est superposable à celle qu'on obtient pour PO_4H_2K, ce qui laisse supposer que le mécanisme de la polarisation spontanée est le même pour ces deux substances.

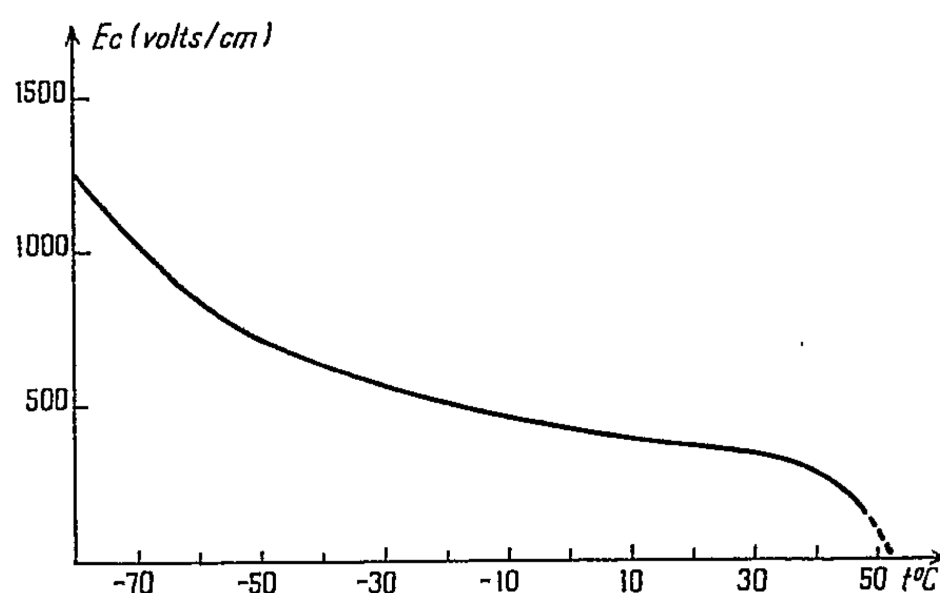


Fig. 3. — Champ coercitif en fonction de la température (champ maximum appliqué : 1700 V/cm).

Le champ coercitif, dans les limites de champ électrique où nous avons travaillé (entre 0 et 8 500 V/cm) ne demeure pas constant pour une température

donnée. Il augmente constamment; pour les champs maxima appliqués supérieurs à 2 000 V/cm, il est fournit, à 20°C, par l'expression

$$E_c = 418 + 0,0341\,E_{max}.5$$

Pour une tension donnée, le champ coercitif augmente très fortement quand la température diminue, comme l'indique la figure 3.

Les résultats obtenus aux basses températures sont d'ailleurs peu reproductibles. Ils dépendent des cycles antérieurs subis par le cristal.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) MATTHIAS, MILLER et REMEIKA, *Phys. Rev.*, 104, 1956, p. 849.

SEMI-CONDUCTEURS. — *Sur un nouveau mode d'amplification des tensions et puissances électriques à haute fréquence*, Note (*) de M. **STANISLAS TESZNER**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous avons réalisé des dispositifs semi-conducteurs à trois électrodes, que nous avons dénommés Tecnetrons, oscillateurs et amplificateurs de tension et puissance, dont le fonctionnement à haute fréquence paraît offrir des particularités remarquables. Nous nous proposons d'en donner les caractéristiques de réalisation, résultats obtenus et un essai de théorie.

Réalisation. — Un bâtonnet de germanium du type *n*, de résistivité comprise entre 5 et 10 Ω, de 0,5 mm de diamètre et de 2 mm de longueur a été profilé électrolytiquement de manière a y former une gorge circulaire d'une longueur de l'ordre de 250 μ, le diamètre du fond de gorge étant compris entre 60 et 80 μ. Celui-ci a été entouré, par dépôt électrolytique, d'un anneau d'indium d'une longueur de 150 μ, formant avec le germanium un contact redresseur, à couche de barrage. Les extrémités du bâtonnet ont été munies d'électrodes terminales par soudure, de faible résistance électrique (contact non redresseur); la troisième électrode a été soudée à l'anneau d'indium.

Les électrodes terminales formaient respectivement cathode et anode, l'électrode intermédiaire constituant une sorte de goulot permettant la modulation du canal conducteur par champ électrique opérant *une striction centripète* qui est une caractéristique essentielle du dispositif. On obtient ainsi une variation particulièrement accusée avec la tension appliquée au goulot, à la fois de la résistance du canal et de la capacité électro-statique entre celui-ci et l'anneau d'indium, cette capacité étant par ailleurs réduite au strict minimum (à l'ordre de 2.10^{-13} F).

Résultats obtenus. — Le dispositif monté en amplificateur à l'instar d'une triode thermoionique donne un réseau des caractéristiques statiques semblable à celui d'une pentode. Les résistances différentielles d'entrée (goulot-cathode) et de sortie (anode-cathode) sont très élevées (de l'ordre d'un à plusieurs

mégohms). La pente est relativement faible, de l'ordre de 0,1 mA/V, mais on y remédie aisément en utilisant un montage à plusieurs bâtonnets en parallèle.

Ce sont cependant les caractéristiques de fonctionnement en haute fréquence qui méritent une mention particulière. Contrairement à ce qui est connu, *la pente augmente ici avec la fréquence*, tendant vers une limite supérieure de l'ordre du décuple de la pente statique, pour les fréquences supérieures à 300 MHz. Le tableau ci-après donne les résultats relevés sur un tecnetron élémentaire pour des fréquences allant de 1 à 305 MHz :

Fréquences (MHz)........	1	30	70	110	205	305
Pente (mA/V)............	0,08	0,16	0,3	0,45	0,63	0,75

Essai de théorie. Le schéma équivalent du dispositif comporte entre anode et cathode une résistance R et une capacité C uniformément réparties, en parallèle. Les deux sont variables sous l'effet de la tension appliquée à l'entrée : la résistance diminue lorsque la capacité augmente et inversement.

Habituellement, on admet que le courant variable est produit dans le circuit de sortie par la seule variation de la résistance. Il nous est apparu au contraire, que dans notre dispositif, c'est l'effet de variation de la capacité qui pouvait devenir prépondérant aux fréquences élevées. L'expression complète du courant i devient ainsi (dans l'hypothèse simplificatrice où la résistance différentielle de sortie est grande vis-à-vis de la résistance de charge).

$$i = V_e\left(s_s \sin 2\pi f t + \frac{dq}{dv_e} 2\pi f \cos 2\pi f t\right)\frac{f_c}{\sqrt{f_c^2+f^2}},$$

où s_s la pente statique; $v_e = V_e \sin 2\pi f t$, la tension appliquée à l'entrée; f, sa fréquence; q, la charge de la capacité entre l'anode et la cathode; f_c, la fréquence critique $= 1/2\pi R_e C_e$, ($R_e C_e$ étant la constante de temps de charge de la capacité).

La pente résultante tend vers une limite supérieure indépendante de la fréquence et notamment

$$s_r = \frac{dq}{dv_e} 2\pi f_c.$$

Un nouveau mode d'amplification en haute fréquence paraît ainsi mis en lumière. Nous poursuivons nos investigations sur ce phénomène.

(*) Séance du 4 décembre 1957.

MAGNÉTISME. — *Étude de la variation de l'aimantation du fer et du nickel purs polycristallins au voisinage de la saturation.* Note (*) de M. **Henri Danan**, transmise par M. Gabriel Foëx.

L'expression généralement admise [1], [2] pour la variation de l'aimantation I, au voisinage de la saturation I_s, pour les corps ferromagnétiques poly-

cristallins est de la forme

$$I = I_s\left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2}\right) + \chi_0 H, \tag{1}$$

où a est appelé dureté magnétique [1], b est un coefficient fonction des énergies d'anisotropie K_1 et K_2 [3] et de l'énergie de tensions internes $(3/2)\lambda\sigma_i$ et χ_0 un coefficient de susceptibilité paramagnétique dont la mesure n'a pu être faite que sur un nombre restreint de corps et avec une faible précision [1], [4], [5].

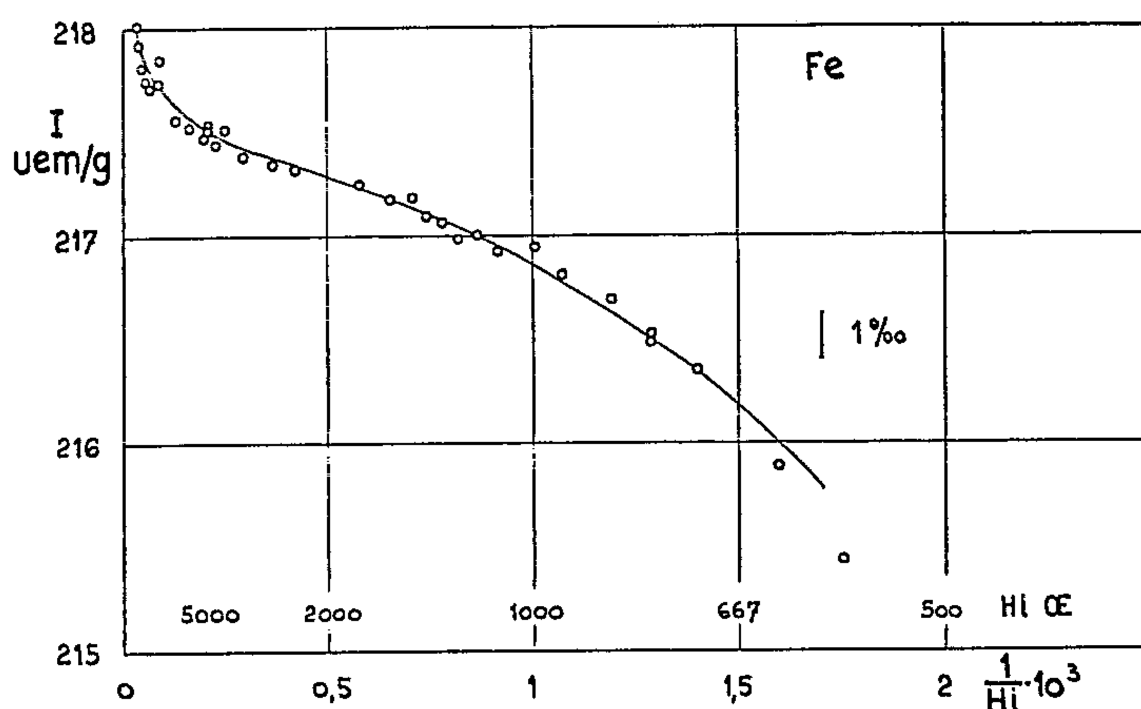


Fig. 1.

Afin de déterminer avec précision la valeur de l'aimantation à saturation I_s, on a repris l'étude de la variation de l'aimantation du fer et du nickel dans les champs élevés.

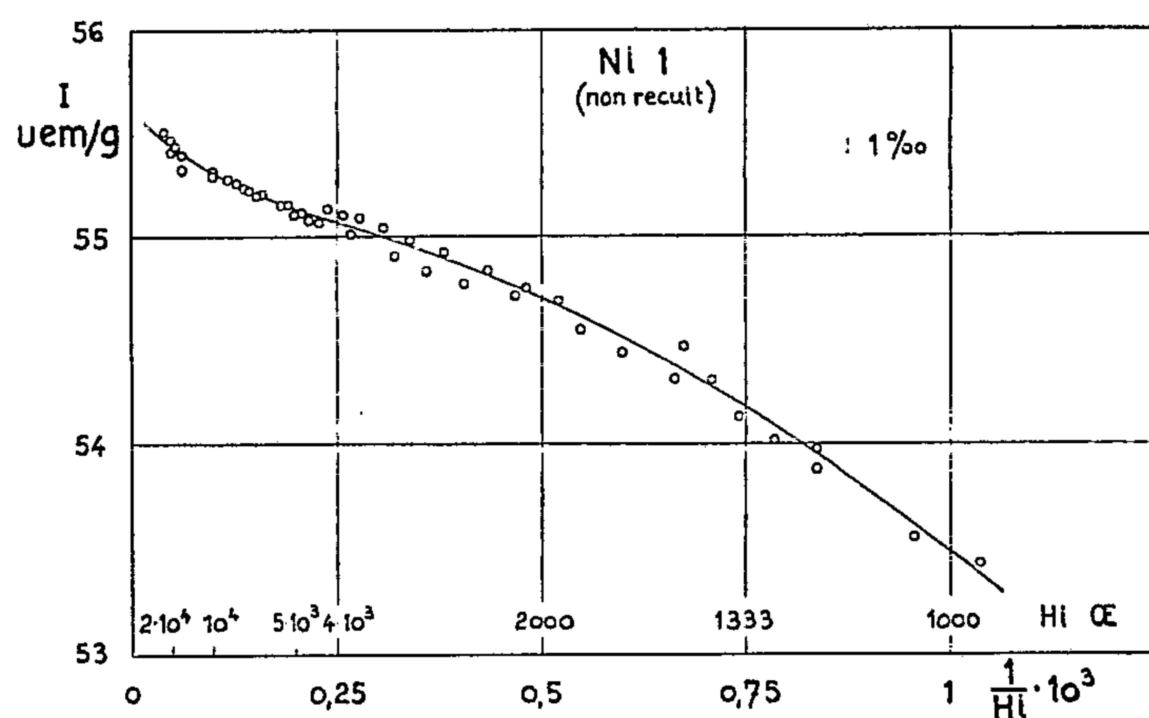


Fig. 2.

On a utilisé la méthode d'extraction [6] qui permet d'atteindre des champs intérieurs de l'ordre de 25 000 Oe environ. La substance étudiée étant placée dans l'entrefer d'un électroaimant, la sensibilité du circuit de mesure est

variable, car elle est fonction de la perméabilité des pièces polaires de l'électro-aimant. C'est le phénomène appelé par Weiss « images magnétiques » ([1]). La précision de la mesure dépend de celle avec laquelle sont déterminées les images magnétiques; pour leur mesure on a utilisé une bobine de surface

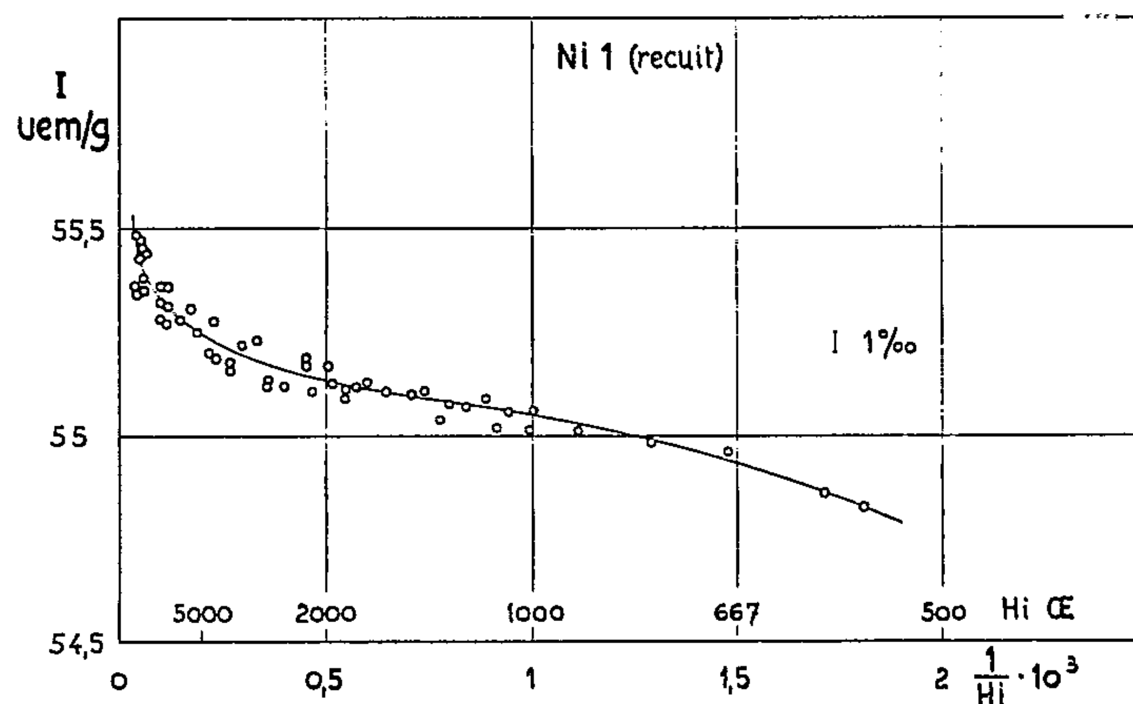


Fig. 3.

définie et de forme très voisine de celle de l'échantillon étudié, parcourue par un courant maintenu constant. Les mesures ont été répétées un très grand nombre de fois, ce qui a permis d'obtenir les valeurs de la correction d'images magnétiques avec une précision supérieure à 1 % ; la valeur maximum de cette

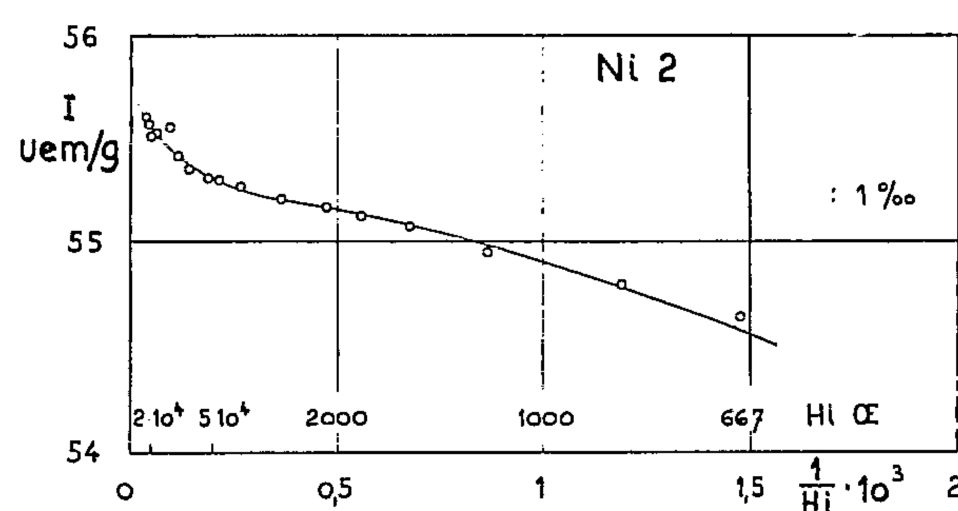


Fig. 4.

correction étant de 4 % de l'aimantation mesurée, on obtient pour cette dernière une précision relative de 0,05 %. L'ensemble des causes d'erreurs affecte le résultat final d'une erreur maximum de 0,1 %.

Les mesures ont été effectuées à la température de 15°C. Les substances étudiées, taillées en ellipsoïdes de révolution de 8 × 4 mm d'axes, sont :

1° Un fer Heraeus très pur (impuretés inférieures aux quantités dosables) qui a servi à la mesure de moment par P. Weiss et R. Forrer en 1929 ([1]).

2° Deux nickels dont les teneurs en impuretés sont de : Ni_1 : 0,0015 % ; Ni_2 : 0,0010 %. Ni_1 a été mesuré dans deux états : *a.* tel qu'il est livré (étiré); *b.* recuit sous un courant d'hydrogène purifié et desséché.

Sur les figures 1, 2, 3 et 4 on a porté les aimantations I mesurées en fonction de $1/H$. Dans ce mode de représentation le terme b/H^2 de (1) donne dans les champs faibles une branche parabolique concave vers le bas; le terme a/H donne une droite et le terme $\chi_0 H$ dans les champs forts une branche hyperbolique concave vers le haut.

Les courbes reproduites, définies par les points expérimentaux, présentent effectivement ces trois régions, en particulier on relève l'existence d'une aimantation paramagnétique superposée très régulière, sur le fer et les deux nickels.

Dans tous les cas la susceptibilité observée est de l'ordre de 10^{-4} soit environ 10 fois plus grande que celle qu'on peut calculer à partir de la théorie classique du champ moléculaire ([1]), ([7]) et en bon accord avec celle calculée par Néel ([8]) et Holstein et Primakoff ([9]) et avec les déterminations antérieures ([1]), ([4]), ([5]).

Par suite de l'existence de l'aimantation paramagnétique superposée il est très difficile d'utiliser la portion linéaire en $1/H$ pour extrapoler la valeur de l'aimantation à saturation. Ainsi pour le nickel dans les deux états étudiés, cette extrapolation donne des valeurs différant entre elles de 1 % environ ; on a donc utilisé l'approche en $1/H^2$ qui donne des résultats concordants et l'on a ainsi déterminé à la température de 288°K : Pour le fer :

$$I_{s,288^\circ K} = 217,0 \pm 0,2 \text{ u. é. m. C. G. S. par g;}$$

pour le nickel :

$$I_{s,288^\circ K} = 55,05 \pm 0,05 \text{ u. é. m. C. G. S. par g.}$$

La valeur trouvée pour le fer est inférieure de 0,3 % à celle mesurée par Weiss et Forrer en 1929 ([1]) alors que celle du nickel est de 1,2 % supérieure.

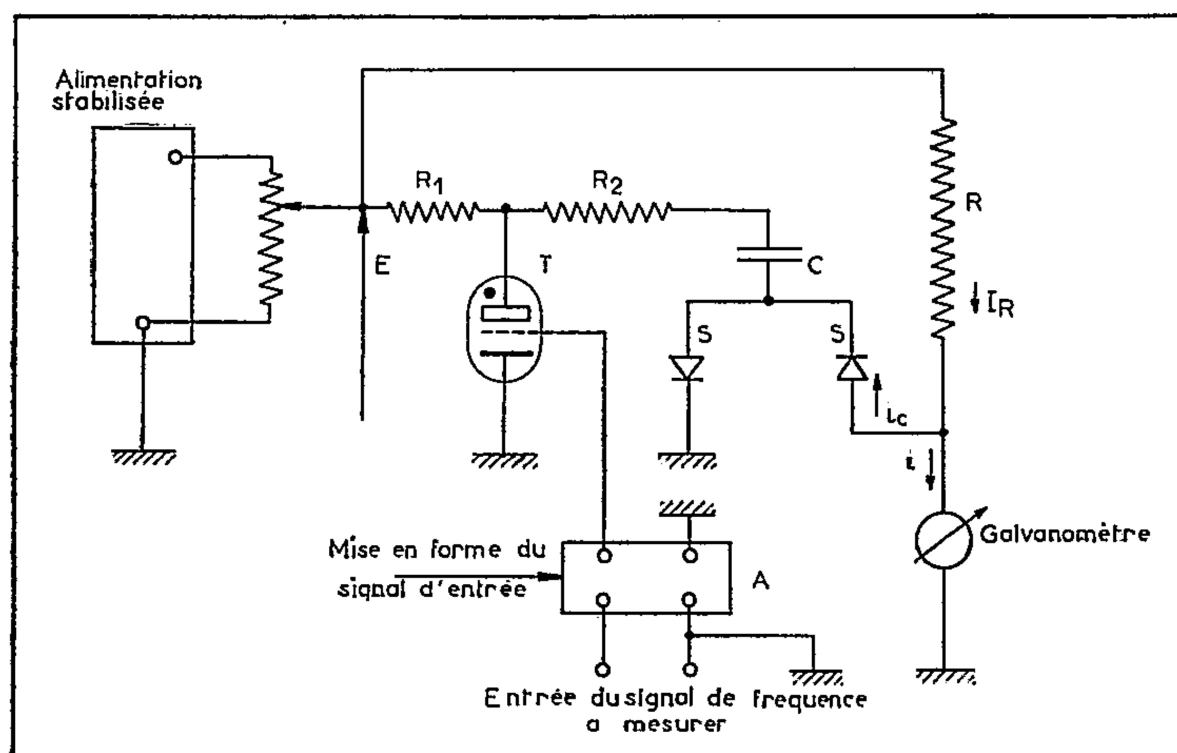
(*) Séance du 16 décembre 1957.

([1]) P. Weiss et R. Forrer, *Ann. Phys.*, 10e série, **10**, 1929, p. 279.
([2]) Becker et Döring, *Ferromagnetismus*, p. 167, Springer-Verlag, Berlin, 1939.
([3]) H. Danan, Communication au Colloque National de Magnétisme, Strasbourg, juillet 1957.
([4]) E. Czerlinsky, *Ann. Physik*, **13**, 1932, p. 89.
([5]) H. Polley, *Ann. Physik*, **36**, 1939, p. 625.
([6]) P. Taglang, *Thèse*, Strasbourg, 1950.
([7]) N. S. Akulov, *Z. Physik*, **69**, 1931, p. 822.
([8]) L. Néel, *J. Phys. Rad.*, **5**, 1934, p. 104.
([9]) T. Holstein et H. Primakoff, *Phys. Rev.*, **58**, 1940, p. 1098.

ÉLECTRONIQUE. — *Fréquencemètre de haute précision à réponse linéaire.* Note (*) de M. **Georges Giralt**, transmise par M. Charles Camichel.

L'appareil proposé peut fonctionner à la fois comme fréquencemètre et comme discriminateur de fréquence. Ses principaux avantages résident dans la grande sensibilité et la parfaite linéarité de réponse.

Dans le dispositif que nous avons mis au point et que nous décrivons ci-après ([1]), la mesure de la fréquence résulte de la superposition dans un même galvanomètre à lecture directe ou enregistreur, d'un courant continu fourni par une source de tension stabilisée et des alternances de même signe d'un courant variable traversant un condensateur inséré dans un circuit à relaxation dont la fréquence est précisément celle à mesurer.



La figure ci-dessus représente le schéma de principe du dispositif proposé. Un thyratron T est périodiquement amorcé par le signal dont on veut mesurer la fréquence, après que ce dernier ait été mis en forme par la cellule A. Ce thyratron permet l'établissement d'oscillations de relaxation en assurant à travers la résistance R_2, la décharche du condensateur de capacité C, dont la charge est fournie à travers les résistances R_1 et R_2 par la source de tension continue stabilisée de valeur E, dont il a été question plus haut.

Or, comme nous l'avons montré dans une précédente Note ([2]), il est possible, par un choix convenable des valeurs de R_2 et C de rendre la tension d'extinction du thyratron T pratiquement nulle et d'assurer ainsi la décharge quasi complète du condensateur. Dans ces conditions, si la résistance R_1 est correctement choisie, la tension aux bornes de C passe au cours d'une oscillation de la valeur E à zéro.

Or, grâce au système redresseur S, seul, le courant de décharge i_C de la capacité C traverse l'appareil de mesure, à l'exclusion du courant de charge. Sa valeur moyenne a pour expression ([3])

$$(I_C)_{moy} = f\,CE, \tag{1}$$

f étant la fréquence à mesurer.

D'autre part, la résistance R est parcourue par un courant continu

$$I_r = \frac{E}{R}. \tag{2}$$

Les éléments redresseurs S ont été choisis parmi les diodes semi-conductrices au silicium dont les caractéristiques inverses sont telles qu'il est possible de garantir l'exactitude de la relation (1) et d'écrire en toute rigueur et compte tenu des polarités, l'expression du courant moyen résultant traversant le galvanomètre

$$I_{moy} = I_r - (I_C)_{moy} = E\left(-f\,C + \frac{1}{R}\right). \tag{3}$$

Les constantes R et C du circuit définissent ainsi une fréquence d'accord f_0, correspondant à une déviation nulle de l'appareil de mesure

$$f_0 = \frac{1}{RC}. \tag{4}$$

La relation (3) peut alors s'écrire

$$I_{moy} = -EC(f - f_0) = -EC\,\Delta f. \tag{5}$$

Des formules (1), (4) et (5) se déduisent les diverses possibilités de cet appareil.

La relation (1) montre en effet qu'après mise hors circuit de la résistance R l'élongation du galvanomètre est proportionnelle à f et que cet appareil peut être gradué linéairement en fréquence. La précision peut être alors de quelques unités pour 1000.

Il est cependant plus intéressant de mesurer une fréquence par une méthode de zéro à partir de la relation (4). La formule (5) montre alors que les élongations du galvanomètre sont proportionnelles à l'écart de fréquence ΔF autour de la fréquence d'accord; il en résulte une utilisation en discriminateur de fréquence très sensible ou en fréquencemètre de haute précision pour la mesure de fréquences voisines de certaines valeurs $(f_0)_i$ préalablement déterminées.

Enfin, une possibilité très intéressante du dispositif proposé réside dans la possibilité de remplacer le galvanomètre à lecture directe par un enregistreur à large bande ou potentiomètre enregistreur.

Un prototype a été réalisé permettant la mesure de fréquences sur deux échelles : la première correspondant aux valeurs comprises entre 42,5 et

52,5 Hz, la seconde, de sensibilité cinq fois plus élevée, correspondant aux valeurs comprises entre 48,5 et 50,5 Hz.

L'étalement de un hertz correspond à une longueur d'échelle de 150 mm sur la plus grande sensibilité.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) G. GIRALT, R. LACOSTE et J. LAGASSE, *Dispositif discriminateur de fréquence et fréquencemètre de haute précision à déviation linéaire*, Brevet C. R. N. S., n° 750276, 1957.

(2) J. LAGASSE, R. LACOSTE et G. GIRALT, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 412.

(3) J. LAGASSE et G. GIRALT, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 442.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Les lentilles électroniques magnétiques dissymétriques*. Note (*) de MM. **PIERRE DURANDEAU, CHARLES FERT** et **PAUL TARDIEU**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Propriétés paraxiales des lentilles électroniques magnétiques dissymétriques; coefficient d'aberration chromatique. Ces propriétés sont représentées en prenant pour *excitation de référence* celle qui correspond au minimum de distance focale du projecteur (approximativement $NI_0 = 13,5\sqrt{V^*}$) et pour longueur de référence la distance focale f_{1m} minimum du projecteur

Dans une Note précédente, l'un de nous a présenté les propriétés des lentilles électroniques magnétiques symétriques (1). Une étude plus complète a été développée ultérieurement (2).

Nous décrivons aujourd'hui les propriétés paraxiales des lentilles électroniques magnétiques *dissymétriques*.

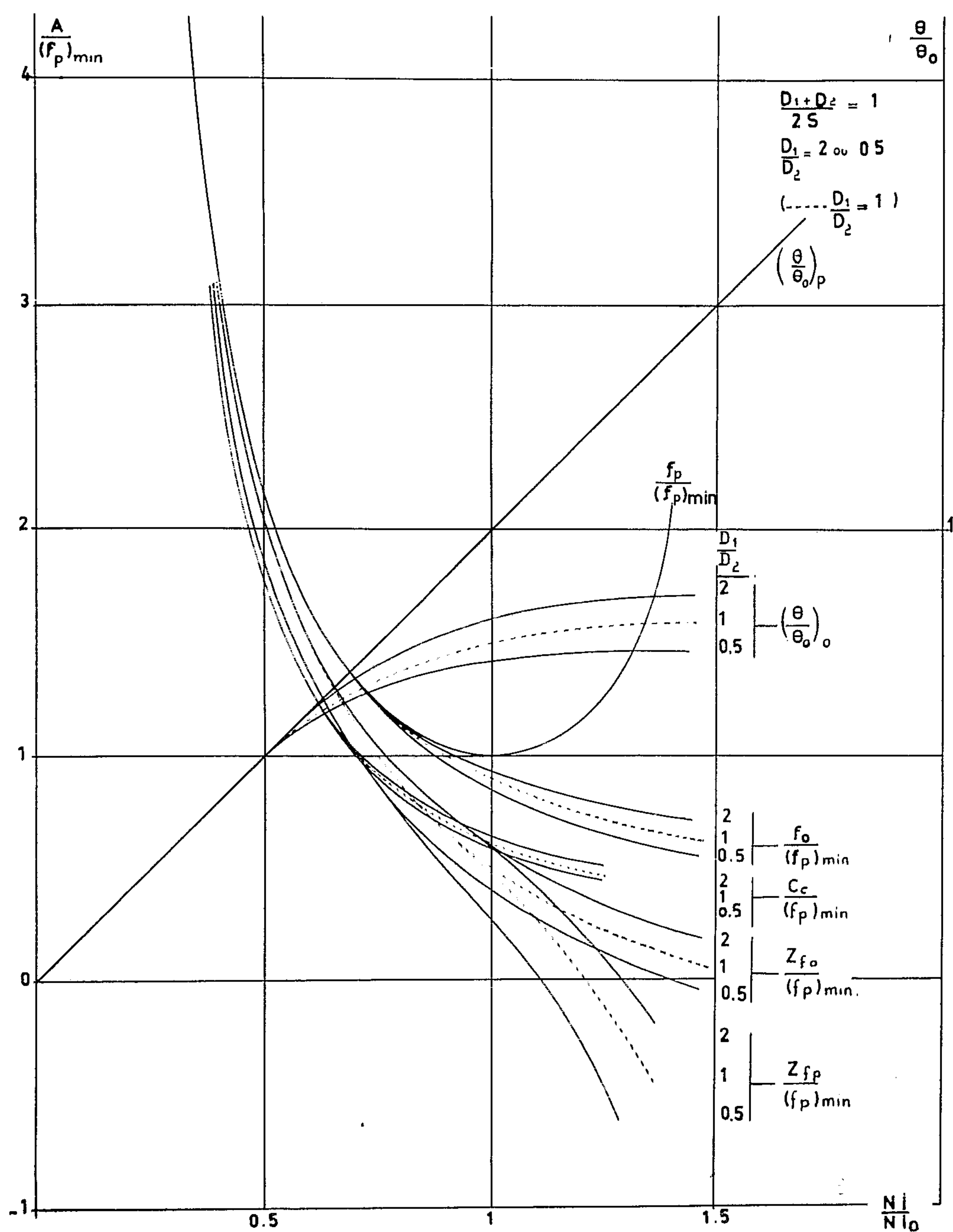
1. *Méthode d'étude*. — L'étude des lentilles magnétiques dissymétriques à été conduite d'une manière analogue à celle qui a déjà été décrite pour les lentilles symétriques : mesure de l'induction $B(z)$ sur l'axe de la lentille, calcul numérique des trajectoires paraxiales et des grandeurs électro-optiques. Un travail en cours concerne le calcul des coefficients d'aberration du 3e ordre.

2. *Circuit magnétique et faces polaires*. — Tout ce qui a été dit sur le circuit magnétique des lentilles symétriques et sur le tracé des faces polaires [(2), chap. II et III] reste valable pour les lentilles dissymétriques.

3. *Paramètres géométriques caractéristiques d'une lentille dissymétrique*. — Une lentille dissymétrique est caractérisée, lorsque $NI < 1\,000\,S$ (S, entrefer en millimètres), c'est-à-dire lorsque la saturation des faces polaires n'est pas atteinte, par deux paramètres géométriques : $(D_1 + D_2)/2S$ et D_1/D_2 (D_1 et D_2, diamètres des trous percés dans les faces polaires; S, entrefer). Nous supposons ci-dessous que cette condition est satisfaite.

4. *Distance focale f_1 de la lentille projecteur (correspondance asymptotique)*. — La courbe représentative de f_1 en fonction de $NI/\sqrt{V^*}$ [avec les mêmes

conventions que dans ([2])] a la même allure que pour les lentilles symétriques. Si l'on trace, comme pour les lentilles symétriques des *courbes réduites* en



prenant pour point de référence celui qui correspond à la distance focale minimum du projecteur, ($f_1 = f_{1m}$, $NI = NI_0$) l'expérience montre que, pour

tous les cas étudiés, la courbe réduite f_1/f_{1m} en fonction de NI/NI_0 est identique, aux erreurs d'expériences près, à celle déjà tracée pour les lentilles symétriques.

5. *Excitation caractéristique et distance focale minimum du projecteur.* — L'excitation pour laquelle f_1 est minimum, est égale à $NI_0 = 13,5\sqrt{V^*}$ avec la même approximation que pour les lentilles symétriques.

La distance focale minimum est donnée par la relation

$$f_{1m} = 0,5\sqrt{S^2 + 0,45\left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)^2},$$

qui généralise l'expression de f_{1m} pour les lentilles magnétiques symétriques.

De même, le champ maximum, qui n'est pas au milieu de l'entrefer, est égal à [3]

$$B_M = \frac{\mu_0 NI}{\sqrt{S^2 + 0,45\left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)^2}}.$$

6. *Distance focale objectif f_0.* — Si l'objet est réel, et son image à l'infini, il est classique de définir une distance focale objectif « *tangente* ». Cette distance focale dépend du sens de traversée de la lentille pour une excitation donnée; la courbe f_0/f_{1m} des lentilles symétriques est donc dédoublée dans le cas des lentilles dissymétriques. La figure 1 montre les deux courbes correspondantes dans un cas particulier. Elles sont de part et d'autre de la courbe unique correspondant au cas $D_1 = D_2$. Sur la même figure, on a représenté le *coefficient d'aberration chromatique* de l'objectif pour les deux sens de traversée.

7. *Position des foyers.* — Les foyers (foyer objectif, foyer projecteur) ne sont plus symétriquement disposés par rapport au milieu de l'entrefer. Les courbes z_0/f_{1m} et z_1/f_{1m} valables pour les lentilles symétriques sont dédoublées comme la courbe f_0/f_{1m} (*fig.* 1).

Un exposé plus complet de ces propriétés constituera un supplément à l'article [2] déjà cité.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1710.

(2) *Revue d'optique*, 36, 1957, p. 205-234.

(3) Dans le cas d'une lentille magnétique cylindrique, on démontre en toute rigueur (P. GAUTIER, *Thèse*, Toulouse, 1957), en supposant la perméabilité du fer très grande, que

$$B_M = \frac{\mu_0 NI}{\sqrt{S^2 + \left(\frac{D_1 + D_2}{2}\right)^2}}.$$

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Contribution des réflexions partielles atmosphériques dans l'explication du champ reçu à grande distance.* Note (*) de MM. **François du Castel** et **Pierre Misme**, présentée par M. Pierre Lejay.

L'étude expérimentale de l'indice de réfraction de l'air met en évidence une structure de l'atmosphère feuilletée horizontalement. De très nombreuses mesures faites aux États-Unis et en France avec un appareil à très faible constance de temps permettent de dire qu'on trouve en permanence et jusqu'à grande altitude des « feuillets » dans lesquels l'indice de réfraction varie de façon très rapide. On a coutume d'étudier la fonction $N=(n-1).10^6$ où n est l'indice de réfraction. Avec plusieurs auteurs il nous semble qu'on peut schématiser l'atmosphère en disant qu'il existe d'une part des feuillets caractérisés par $\Delta N=1$ environ et d'autre part des feuillets plus importants caractérisés dans les basses couches par $\Delta N=5$ à 10, dont les dimensions horizontales sont de l'ordre du kilomètre et l'épaisseur de quelques mètres. Cette valeur de ΔN décroît avec l'altitude. On adoptera en première approximation $\Delta n=\Delta n_0[C/(h+C)]$, h étant l'altitude du feuillet et C une constante dépendant des caractéristiques de l'atmosphère. Les caractéristiques de ces feuillets varient avec différents types de situations météorologiques et semblent liées aux conditions de stabilité de l'atmosphère.

En se référant aux travaux d'Epstein ([1]) on peut démontrer, sans supposer de discontinuité dans le milieu, que le coefficient de réflexion en amplitude d'un feuillet est donné par

$$\rho=\frac{\mathrm{sh}\left[\frac{\pi d}{\lambda}\left(\sin\alpha-\sqrt{\sin^2\alpha+2\Delta n}\right)\right]}{\mathrm{sh}\left[\frac{\pi d}{\lambda}\left(\sin\alpha+\sqrt{\sin^2\alpha+2\Delta n}\right)\right]},$$

dans laquelle :

d, longueur caractéristique de l'épaisseur du feuillet;

λ, longueur d'onde;

α, complément de l'angle d'incidence;

Δn, variation de l'indice de réfraction dans le feuillet.

A une distance de l'émetteur supérieure à celle de l'horizon radioélectrique un récepteur recevra l'énergie réfléchie par plusieurs feuillets. La position relative des différents feuillets est aléatoire. Comme la phase varie de façon très rapide avec cette position, la différence de phase des champs reçus sera aléatoire. Dans ce cas la puissance reçue est la somme des valeurs quadratiques de l'amplitude.

Les feuillets réfléchissants ne se présentant pas sous forme plate, on a tenu compte de l'irrégularité de la surface pour réduire le coefficient de réflexion

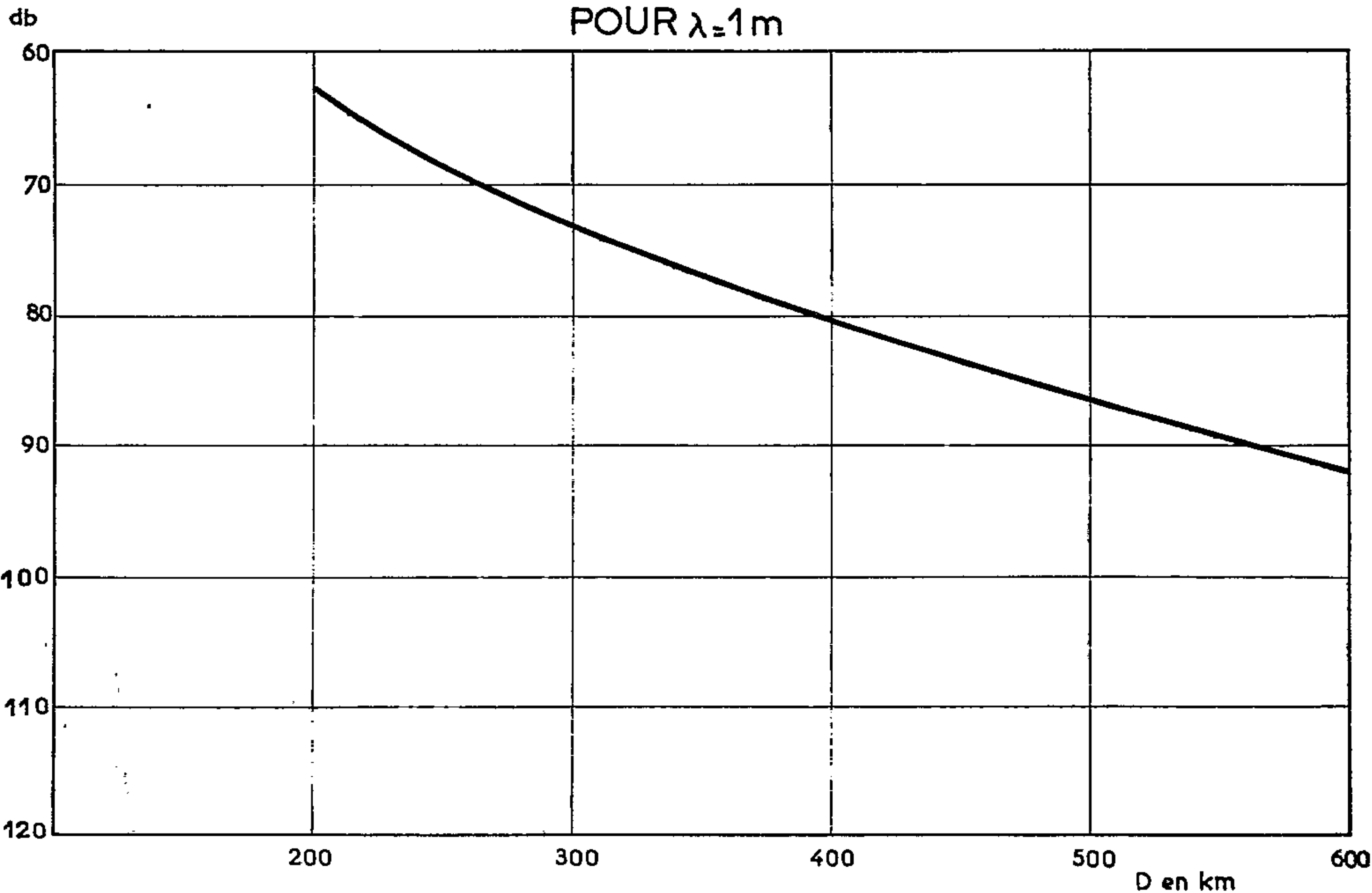

AFFAIBLISSEMENT DE TRANSMISSION
PAR RAPPORT A L'ESPACE LIBRE
EN FONCTION DE LA DISTANCE EN ATMOSPHERE NORMALE
POUR λ=1m
db
60
70
80
90
100
110
120
200
300
400
500
600
D en km

Fig. 1.

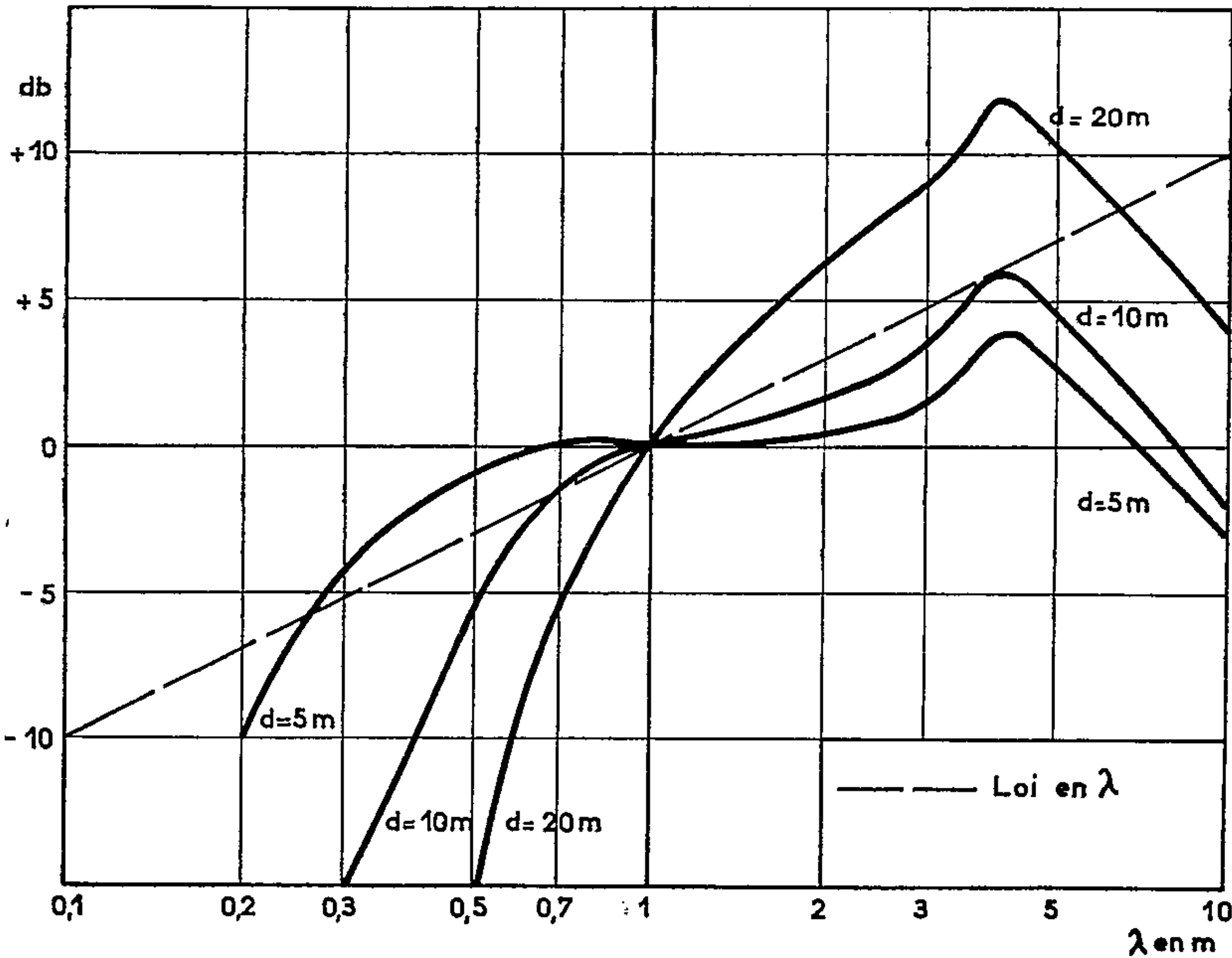

EFFET DE FREQUENCES A 200 km
db
+10
+5
0
-5
-10
d=20m
d=10m
d=5m
d=5m
d=10m
d=20m
Loi en λ
0,1
0,2
0,3
0,5
0,7
1
2
3
5
10
λ en m

Fig. 2.

lorsque le critère de Rayleigh n'est pas applicable. Pour simplifier le problème on a admis que la coupe de la surface de réflexion par un plan vertical quelconque présentait une allure sinusoïdale. D'autre part la surface de réflexion étant inférieure à celle de l'ellipse de Fresnel au niveau d'un feuillet réflecteur on a fait intervenir pour le calcul de la puissance le carré du rapport de la surface utilisée pour la réflexion à la surface de l'ellipse de Fresnel.

Il faut donc multiplier le coefficient de réflexion par

$$\frac{\alpha^2 L^4}{4\pi^2 \lambda^2 D^2}\left(\arcsin \frac{\lambda}{16 H_0 \alpha}\right)^2$$

avec les notations précédentes et

L, longueur du feuillet considéré;

D, distance émetteur-récepteur;

H_0, amplitude de l'irrégularité de surface.

On considère la contribution de plusieurs feuillets étagés en altitude en faisant la somme de la série dont chaque terme correspond à un feuillet.

On voit alors que la série est très rapidement convergente c'est-à-dire que le nombre des feuillets réfléchissants a peu d'importance. On a donné ci-dessus les résultats des calculs qui semblent en accord avec l'expérience sur les figures 1 et 2.

Certains auteurs ont déjà exposé des théories de réflexion partielle mais il ne semble pas que la fonction qu'ils ont adoptée pour le coefficient de réflexion et les procédés de calcul utilisés conduisent à des résultats en accord avec l'expérience.

Interprétation des résultats. — Dans le calcul on met en évidence le produit $C\Delta_{n_0} L^2/H_0$. On doit remarquer que $\Delta_{n_0} L^2/H_0$ est une fonction croissante de la stabilité atmosphérique ce qui donne une explication au fait d'expérience qui signale que la puissance reçue est d'autant plus grande que l'atmosphère est plus stable ([2]).

Le coefficient C peut être interprété comme une fonction croissante de l'épaisseur de l'atmosphère où règne une grande stabilité.

L'effet de fréquence est variable avec les conditions atmosphériques, ce qui explique peut-être les difficultés rencontrées par les expérimentateurs pour fixer une loi de l'effet de fréquence. Il semble que la loi dite « loi en λ » représente une valeur moyenne donnant trop d'importance à la variation de la longueur d'onde utilisée dans les bandes les plus couramment employées.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

([1]) EPSTEIN, *C. R. Acad. Sc. Washington*, 16, 1930, p. 627.

([2]) P. MISME, *Corrélation entre le champ électrique à grande distance et un nouveau paramètre radiométéorologique*, N. B. S. Report nº 5530.

ÉLECTRICITÉ INDUSTRIELLE. — *Sur les limites des domaines de stabilité du régime normal de certains circuits ferrorésonnants.* Note (*) de M. **Marius Panet**, transmise par M. Louis Néel.

L'auteur démontre que les régimes anormaux, décrits dans une Note antérieure et qui s'amorcent spontanément quand l'amplitude de la tension est comprise dans certains domaines, ont leur origine dans « l'excitation paramétrique » résultant des variations périodiques que subit l'inductance des bobines. A titre d'exemple, il précise les limites de stabilité dans un cas particulier.

J'ai donné dans une Note précédente (1) les résultats de l'étude expérimentale de deux circuits bouchons identiques A et B associés en série et dont les bobines sont à noyau de fer. Dans le fonctionnement normal, sous tension sinusoïdale : $2u = 2\mathrm{U}\sqrt{2}\cos\omega t$, les tensions unitaires sont égales et engendrent dans les deux bobines des flux égaux :

$$u_\mathrm{A} = u_\mathrm{B} = u, \qquad \varphi_\mathrm{A} = \varphi_\mathrm{B} = \Phi_m \sin\omega t, \qquad \text{avec} \quad \Phi_m = \frac{\mathrm{U}\sqrt{2}}{\omega}.$$

Cependant, pour certaines valeurs de U, l'équipartition des tensions cède la place à des régimes normaux qu'on peut caractériser par les relations :

$$\begin{matrix} \varphi_\mathrm{A} = \varphi + \Delta\varphi, & \varphi_\mathrm{B} = \varphi - \Delta\varphi, \\ u_\mathrm{A} = u + \Delta u, & u_\mathrm{B} = u - \Delta u \end{matrix} \qquad \text{avec} \left\{ \begin{aligned} u &= \frac{d\varphi}{dt}, \\ \Delta u &= \frac{d(\Delta\varphi)}{dt}. \end{aligned} \right.$$

La variation du courant total engendrée par l'anomalie doit avoir même valeur pour les deux circuits bouchons; il en résulte

$$\Delta\varphi\left[\frac{1}{l_\mathrm{A}} + \frac{1}{l_\mathrm{B}}\right] = -2\mathrm{C}\frac{d(\Delta u)}{dt},$$

où l_A et l_B représentent les inductances instantanées des bobines A et B.

Pour les faibles valeurs de $\Delta\varphi$: $(1/l_\mathrm{A}) + (1/l_\mathrm{B}) \simeq (2/l)$ si l est la valeur commune des inductances relative au régime normal. Dans cette hypothèse —valable à la naissance de l'anomalie et par conséquent pour préciser la condition de stabilité du fonctionnement normal— l'équation précédente est celle du régime libre d'un circuit formé par une capacité constante C en série avec une inductance l variable avec le temps.

Divisons chaque demi-période de la source en n intervalles de temps, de durées $t_1, t_2, \ldots, t_n$ suffisamment réduites pour que cette inductance puisse être considérée comme constante au cours de chacun d'eux, y prenant les

valeurs successives $L_1, L_2, \ldots, L_n$. Durant le temps t_1 les anomalies de flux et de tension évoluent sinusoïdalement suivant le régime libre de pulsation $\omega_1 = 1/\sqrt{L_1 C}$ passant donc des valeurs initiales $\Delta\varphi_0$ et Δu_0 à

$$\begin{Bmatrix} \Delta\varphi_1 \\ \Delta u_1 \end{Bmatrix} = \begin{Vmatrix} \cos\alpha_1 & \dfrac{\sin\alpha_1}{\omega_1} \\ -\omega_1 \sin\alpha_1 & \cos\alpha_1 \end{Vmatrix} \begin{Bmatrix} \Delta\varphi_0 \\ \Delta u_0 \end{Bmatrix} \qquad \text{avec} \quad \alpha_1 = \omega_1 t_1,$$

nouvelles valeurs initiales à considérer pour l'intervalle de temps suivant et ainsi de suite. En conséquence, la loi d'évolution des deux anomalies durant une demi-période de la source est définie par la relation matricielle :

$$\begin{Bmatrix} \Delta\varphi_n \\ \Delta u_n \end{Bmatrix} = \mathbf{M} \begin{Bmatrix} \Delta\varphi_0 \\ \Delta u_0 \end{Bmatrix},$$

où **M** représente le produit des n matrices carrées intervenant successivement aux différents intervalles de temps.

La même transformation se répétant à chaque demi-période, $\Delta\varphi$ et Δu deviendront à l'instant $p(T/2)$:

$$\begin{Bmatrix} \Delta\varphi_{pn} \\ \Delta u_{pn} \end{Bmatrix} = \mathbf{M}^p \begin{Bmatrix} \Delta\varphi_0 \\ \Delta u_0 \end{Bmatrix} = \lambda_1^p \begin{Bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{Bmatrix} + \lambda_2^p \begin{Bmatrix} x_2 \\ y_2 \end{Bmatrix},$$

équation où $\begin{Bmatrix} x_1 \\ y_1 \end{Bmatrix}$ et $\begin{Bmatrix} x_2 \\ y_2 \end{Bmatrix}$ désignent les composantes de la perturbation initiale suivant les directions propres de **M**, dont les valeurs propres λ_1 et λ_2 ont leur produit égal à l'unité.

L'instant auquel le flux s'annule étant choisi comme origine et le fer supposé sans hystérésis, l'inductance prend la même valeur aux instants $(T/4) - t$ et $(T/4) + t$ et cette symétrie donne à la matrice **M** la forme diagonale $\begin{Vmatrix} A & B \\ C & A \end{Vmatrix}$ (²).

On vérifie que, dans ces conditions :

1° Si $|A| < 1$, λ_1 et λ_2 sont imaginaires et de module unité; la perturbation initiale ne peut s'amplifier et le régime normal doit être stable.

2° Si $|A| > 1$ les valeurs propres sont réelles; leurs modules sont respectivement inférieur et supérieur à l'unité. L'une des composantes de la perturbation s'évanouit, mais l'autre s'amplifie géométriquement et le régime normal doit être instable. Dès que l'amplitude de $\Delta\varphi$ n'est plus très petite, la loi de variations de l'inductance des bobines correspondant à une même tension d'alimentation est modifiée, et les éléments de **M** sont altérés dans un sens qui favorise ou contrarie l'excitation paramétrique. Au premier effet, est liée l'irréversibilité de l'apparition des anomalies sous tension croissante; au deuxième, sa réversibilité sous tension décroissante.

En conclusion, les éléments de la matrice **M** étant des fonctions de la tension U, mes calculs démontrent que les régimes anormaux révélés par l'expé-

rience doivent effectivement s'amorcer spontanément, par excitation paramétrique, pour toute valeur de cette tension telle que l'élément A ait une valeur absolue supérieure à l'unité.

A titre d'exemple, l'application de cette règle se fait aisément à un circuit schématique dont les bobines ont une caractéristique réduite à deux éléments rectilignes, le premier porté par l'axe des flux et limité au point d'ordonnée Φ_c, le second issu de ce même point et de pente L_2. Elle montre alors, conformément à mes observations antérieures, l'existence de zones stables alternant avec des zones instables, où se développent les régimes anormaux dont les formes d'onde, telles qu'on peut ainsi les prévoir, concordent avec celles que j'ai décrites.

La demi-période doit être ici décomposée en trois intervalles de durées t_1, t_2, t_1, auxquels correspondent des pulsations o, $\omega_2 = 1/\sqrt{L_2 C}$ et o.

On trouve alors : $A = \cos\alpha_2 - \omega_2 t_1 \sin\alpha_2$ avec $\alpha_2 = \omega_2 t_2$. Ses variations en fonction de ω_2 sont représentées par une courbe pseudo-périodique, dont les intersections avec les droites $y = \pm 1$ déterminent les limites de stabilité. Celles-ci sont atteintes pour les valeurs de α_2 vérifiant l'une ou l'autre des égalités :

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha_2}{2} = \frac{1}{\omega_2 t_1}, \qquad \operatorname{tg}\frac{\alpha_2}{2} = -\omega_2 t_1, \qquad \alpha_2 = n\pi.$$

Les deux premières concernent respectivement les bornes inférieures des régimes anormaux successifs de rang pair ou impair. La dernière caractérise leurs bornes supérieures, quelle que soit la parité de leur ordre n ; de l'une à la suivante l'angle α_2 augmente de π, amenant donc bien l'apparition d'une nouvelle alternance, comme je l'avais constaté.

Si la tension varie de $\omega\Phi_c/\sqrt{2}$ (début de saturation) à l'infini, l'angle α_2 croît de o à $\omega_2 (T/2) = (\omega_2/\omega)\,\pi$ amenant ainsi l'apparition successive d'un nombre limité d'anomalies (théoriquement égal à ω_2/ω).

La représentation très simplifiée adoptée pour la caractéristique magnétique suffit donc déjà à l'interprétation qualitative des phénomènes observés. Elle m'a permis en outre, à partir des résultats précédents, de justifier certaines propriétés du « circuit-série » étudié par E. Rouelle ([3]) : Instabilité du régime à moyen courant dans le domaine de la ferrorésonance fondamentale et amorçage spontané d'harmoniques pairs (sans préaimantation) aux inductions plus élevées.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

([1]) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 834.

([2]) Cette circonstance facilite le calcul sans en modifier les conclusions.

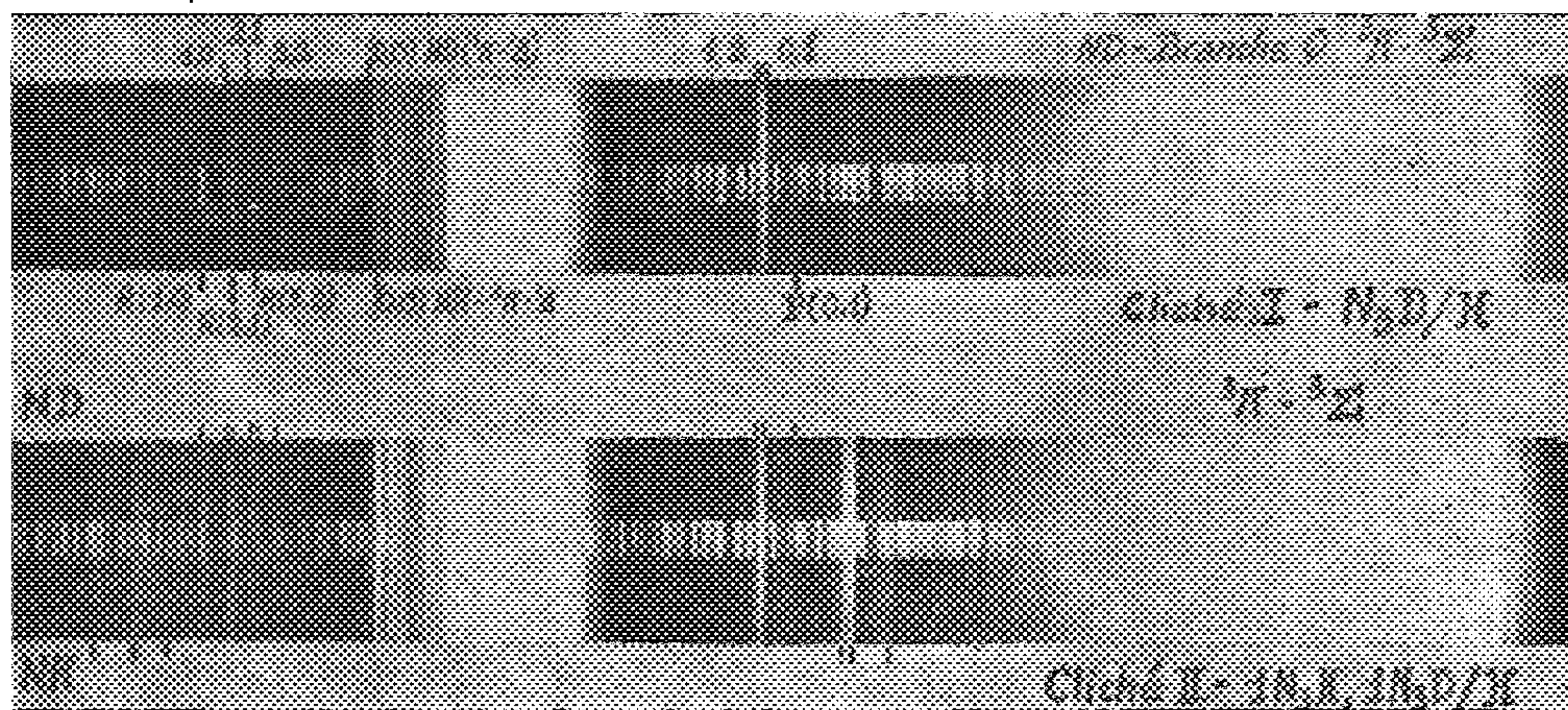
([3]) *Thèse de Doctorat ès sciences*, Faculté des Sciences de Lille, 1934.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Sur la « Flamme Atomique » d'acide azothydrique lourd et d'hydrogène atomique.* Note de MM. **Guy Pannetier, Henri Guenebaut** et **Alfred G. Gaydon**, présentée par M. Paul Pascal.

L'identification d'une nouvelle bande $Q_{ND}(3,2)$ de la transition $^3\Pi - {}^3\Sigma$, dans le spectre de la flamme atomique N_3D/H, nous permet de prévoir qu'au voisinage de la dissociation limite, l'état excité $^3\Pi$ évolue vers l'état $N(^2D)$. Notre précédente hypothèse [1] concernant la formation du radical NH dans cette réaction est vérifiée et l'on observe pour les systèmes singulets et triplets des valeurs très différente du rapport I_{ND}/I_{NH}.

Le spectre de la flamme atomique N_3D/H a été effectué à l'aide d'un appareillage identique à celui qui fut utilisé lors de nos précédentes recherches dans ce domaine [1]. Quelques modifications de détails, concernant notamment le volume de la chambre à réaction et les caractéristiques du tube à décharge ont cependant été effectuées pour obtenir une réaction complète conduisant à un mélange gazeux final d'azote et d'hydrogène.

En 1955, l'analyse du spectre de décomposition de l'acide azothydrique lourd N_3D [2] avait permis aux auteurs d'apporter une contribution importante à l'analyse vibrationnelle de la transition $^3\Pi - {}^3\Sigma$ du radical ND. Néanmoins, leurs observations avaient été gênées par la superposition des nouvelles bandes U. V. étudiées avec une émission très intense du radical OD et la caractérisation des bandes $R_{ND}(1,0)$ et $R_{ND}(2,1)$, vraisemblablement présentes, leur avait été impossible.



Le spectre de la flamme atomique N_3D/H (médium quartz, pose 30 mn, plaque Kodak : $0a - 0$, cliché 1) présente les caractéristiques générales signalées lors de l'étude du spectre N_3H/H [1] : absence des bandes parasites du radical OD, émission très intense du radical ND pour lequel on observe à la

fois la transition ${}^3\Pi - {}^3\Sigma$ et ${}^1\Pi - {}^1\Delta$, de 4000 Å environ à la limite de sensibilité des plaques utilisées, présence d'un groupe de bandes diffuses dont la structure complexe ne correspond pas exactement ici à celle du radical NH_2. L'émission très faible du radical NH (transition ${}^3\Pi - {}^3\Sigma$) doit vraisemblablement être attribuée à la présence de traces de H_3PO_4 dans l'acide phosphorique lourd utilisé pour la préparation de N_3D, plutôt qu'à l'existence de réactions d'échanges isotopiques intervenant au cours de la réaction.

L'étude détaillée de la transition ${}^3\Pi - {}^3\Sigma$ du radical ND nous a permis d'observer toutes les bandes que nous avions déjà signalées ([2]) et de caractériser d'autre part, les nouvelles bandes R(1, 0), R(2, 1) et Q(3, 2) à structure rotationnelle très marquée, dégradées vers le rouge et dont les têtes se situent respectivement, à $\pm 0,3$ Å près, aux longueurs d'onde suivantes : 3100,0, 3122,0 et 3157,0 Å. A 3141,9 Å apparaît également une bande que nous identifierons provisoirement à la bande $R_{ND}(3, 2)$ prévue théoriquement à 3143 ± 2 Å, la proximité de la bande $Q_{ND}(2, 1)$ ne nous en permettant pas une caractérisation précise.

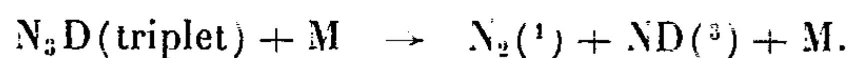
L'observation de la bande Q(3, 2) permet de déterminer la séparation énergétique des niveaux de vibration $v' = 2$ et $v' = 3$ de la molécule ND dans son état excité ${}^3\Pi$ et, en utilisant les résultats de nos précédentes recherches, de constituer le tableau suivant :

	$\Delta_2 G'$
$\Delta G'_{\frac{1}{2}} = 2240\ \text{cm}^{-1}$	
	98
$\Delta G'_{1\frac{1}{2}} = 2142\ \text{cm}^{-1}$	
	116
$\Delta G'_{2\frac{1}{2}} = 2026\ \text{cm}^{-1}$	

qui met en évidence une augmentation très nette de la convergence des niveaux de vibration de l'état ${}^3\Pi$ de ND. Cette confirmation expérimentale pour ND, d'une hypothèse que nous avions précédemment formulée pour NH ([3]), nous permet de préciser qu'au voisinage de la dissociation limite, l'état excité ${}^3\Pi$ évolue vers l'état $N({}^2D)$ de l'azote atomique à 19 202 cm^{-1}.

L'utilisation du deutérium comme traceur, dans la réaction N_3H/H confirme, comme on peut le constater sur les clichés (I) (N_3D/H) et (II) ($1\,N_3H$, $1\,N_3D/H$), notre hypothèse ([1]) de la formation du radical NH au cours de la décomposition de la molécule N_3H, par effet thermique dû à l'hydrogène atomique. Elle met également en évidence, contrairement aux observations effectuées sur l'intensité relative des bandes de la transition ${}^3\Pi - {}^3\Sigma$ de NH et ND, une émission anormalement intense de la transition ${}^1\Pi - {}^1\Delta$ de NH à 3240 Å par rapport à l'émission correspondante de ND à 3235 Å. Il est possible d'expliquer cette dernière caractéristique à partir

de l'hypothèse d'une simple décomposition thermique, si l'état fondamental de N_3H est un état de triplets. En effet, conformément à la règle de conservation du spin, nous aurions alors



$$N_3D(\text{triplet}) + M \rightarrow N_2(^1) + ND(^3) + M.$$

Quelques réactions secondaires avec l'hydrogène atomique peuvent également intervenir pour la formation de NH [1].

(1) G. PANNETIER et H. GUENEBAUT, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 929.
(2) G. PANNETIER, H. GUENEBAUT et A.-G. GAYDON, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 958.
(3) G. PANNETIER et A.-G. GAYDON, *J. Chim. Phys.*, 48, nº 5-6, 1951.

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Détection optique des transitions hyperfines d'atomes de cæsium.* Note de MM. **Félix Diamand**, **Jean-Marc Legendre** et **Tadeusz Skalinski**, transmise par M. Jean Cabannes.

L'effet Zeeman hyperfin de l'état fondamental du ^{133}Cs a été étudié par résonance magnétique dans un jet atomique [1], [2] et dans la vapeur saturante [3]. Dans ce dernier cas, les faibles différences de populations, dues à l'équilibre thermique, suffisaient à assurer la détection des résonances par méthode radioélectrique.

L'expérience décrite ici, analogue dans son principe à des expériences antérieures de résonance à basse fréquence entre sous-niveaux Zeeman d'un même niveau hyperfin [4], [5], tire parti des grandes différences de population obtenues entre les niveaux Zeeman des deux états hyperfins $F = 3$ et $F = 4$ par le procédé de pompage optique [6].

La figure 1 montre l'effet Zeeman hyperfin en champ faible. En se limitant à l'approximation linéaire de la formule de Breit-Rabi, on a

$$W_{F=4,\,m_F} = W_{F=4} + 0{,}35\, m_F H_0\, \text{Mc.s}^{-1},$$
$$W_{F=3,\,m'_F} = W_{F=3} - 0{,}35\, m'_F H_0\, \text{Mc.s}^{-1}.$$

La séparation en champ nul est $f_0 = W_{F=4} - W_{F=3} = 9\,192{,}63$ Mc.s^{-1} [7]. Il faut donc que la fréquence du champ soit $f_1 > f_0$ pour les transitions entre deux sous-niveaux $m_F \geqq 0$, $f_2 < f_0$ pour $m_F \leqq 0$. Nous avons utilisé les fréquences $f_1 = 9\,205{,}3$ Mc.s^{-1} et $f_2 = 9\,179{,}8$ Mc.s^{-1}.

La partie optique du montage expérimental est semblable à celle décrite dans [4] et [5]. La cellule est la même que celle utilisée dans les expériences basse fréquence. Elle contient comme gaz étranger du xénon à la pression de 0,16 mm Hg.

La puissance H. F., engendrée par un klystron 2 K 25, est rayonnée vers la cellule par un cornet pouvant être disposé suivant deux positions perpendicu-

laires entre elles, permettant d'induire de préférence, l'une les transitions $\Delta m_F = 0$, l'autre les transitions $\Delta m_F = \pm 1$. La puissance utile est d'environ 10 mW, ce qui correspond, au niveau de la cellule, à un champ magnétique oscillant d'amplitude 10^{-3} Oe. Le klystron n'est pas stabilisé en fréquence. On s'est contenté, provisoirement, de le placer dans des conditions assurant une stabilité optimum (alimentation du chauffage et du réflecteur par batteries, refroidissement, découplage par un guide unidirectif). La dérive lente est corrigée manuellement en agissant sur la tension du réflecteur de façon à maintenir le battement nul entre la fréquence du klystron et une fréquence de référence (harmonique élevé de la fréquence d'un générateur piloté par quartz). Cette fréquence de référence est donc la fréquence de fonctionnement. Par battement nul, il faut entendre un battement nul en moyenne au cours du temps, le klystron étant modulé en fréquence par des inductions parasites à 50 c.s^{-1}. La largeur de bande de cette modulation est de l'ordre de 1 à 3 kc.s^{-1}.

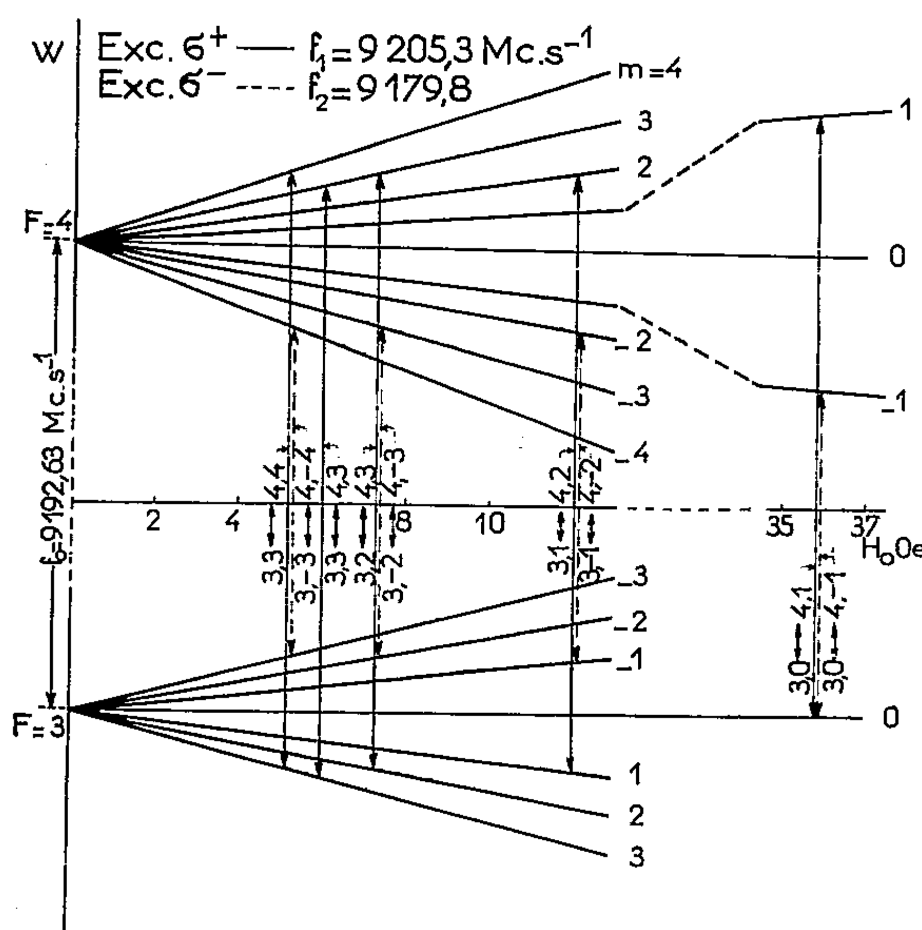


Fig. 1

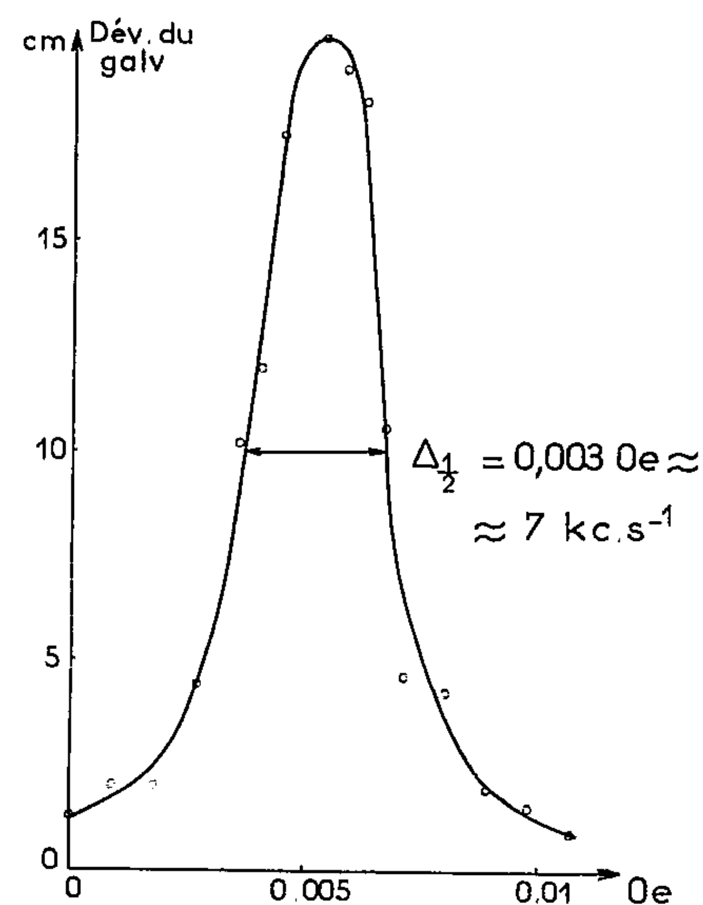


Fig. 2

Nous avons observé les huit raies ($|\Delta m_F| = 1$), quatre en excitation σ^+ (pour m_F o)$\geq$ et quatre en σ^- (pour $m_F \leq$ o), Les doublets provenant des transitions $(4, m_F) \leftrightarrow (3, m_F+1)$ et $(4, m_F+1) \leftrightarrow (3, m_F)$ ne sont pas résolus. Des raies $\Delta m_F = 0$, seule la raie $(4, 3) \leftrightarrow (3, 3)$ a été suffisamment intense pour être observée. Le tableau indique les valeurs des champs magnétiques H_0 (compte tenu de la correction du champ terrestre) pour lesquels ont été observés les centres des diverses résonances, F, $m_F \leftrightarrow$ F', $m'_{F'}$. Il indique également les intensités relatives observées I (déviations du galvanomètre).

Excitation σ^+ pour $f_1 = 9205{,}3$ Mc.s^{-1}.	H_0 (Oe).	I (cm).	Excitation σ^- pour $f_2 = 9179{,}8$ Mc.s^{-1}.	H_0 (Oe).	I (cm).
4, 4 ↔ 3, 3......	5,19	60	4, −4 ↔ 3, −3......	5,23	60
4, 3 ↔ 3, 2......	7,27	14	4, −3 ↔ 3, −2......	7,33	16
4, 2 ↔ 3, 1......	12,06	4	4, −2 ↔ 3, −1......	12,24	4,5
4, 1 ↔ 3, 0......	35,80	1	4, −1 ↔ 3, 0........	35,85	1
4, 3 ↔ 3, 3......	6,00	4,5			

La largeur des raies est conditionnée par divers processus : relaxations dans l'état fondamental, effet Doppler, saturation par le champ H. F. Il faut ajouter deux causes importantes d'élargissement dans ce montage provisoire : l'inhomogénéité du champ H_0 (de l'ordre de 10^{-4} correspondant à 1 kc.s^{-1}) et l'instabilité du klystron. Une étude des variations de l'intensité des raies avec la puissance H. F. a montré que, pour la puissance maximum disponible, les raies ne sont que faiblement saturées. L'élargissement par le champ H. F. est donc relativement peu important.

L'addition de xénon doit produire un affinement lié à un double mécanisme : d'une part la relaxation due aux collisions des atomes Cs contre les parois est réduite [8], d'autre part l'effet Doppler se trouve réduit par l'effet Dicke [9], [10], à une valeur qui peut être évaluée par le calcul de l'ordre de 0,3 kc.s^{-1}.

Les largeurs observées sont de l'ordre de 7 kc.s^{-1} en accord avec l'effet global des causes indiquées.

Nous avons reproduit l'une des courbes de résonance (4,4 ↔ 3,3) relevée point par point (*fig.* 2).

(1) P. Kusch, S. Millman et I. I. Rabi, *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 1176.
(2) S. Millman et P. Kusch, *Phys. Rev.*, 58, 1940, p. 438.
(3) A. Roberts, Y. Beers et A. G. Hill, *Phys. Rev.*, 70, 1946, p. 112.
(4) J. P. Barrat et A. Blandin, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2041.
(5) T. Skalinski, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1908.
(6) A. Kastler, *J. Phys.*, 11, 1950, p. 255; *Proc. Phys. Soc.*, A 67, 1954, p. 853; *J. Opt. Soc. Amer.*, 47, 1957, p. 460.
(7) L. Essen et J. V. L. Parry, *Nature*, 176, 1955, p. 282.
(8) C. Cohen-Tannoudji, J. Brossel et A. Kastler, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1027.
(9) R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 472.
(10) J. P. Wittke, *Thèse*, Princeton, 1955.

MAGNÉTO-OPTIQUE. — *Dispersion rotatoire magnétique du cinnamate d'éthyle.* Note (*) de M. **Marcel Rouzeyre**, transmise par M. Gaston Dupouy.

Nous avons étudié la dispersion rotatoire magnétique du cinnamate d'éthyle à l'aide d'un montage photoélectrique analogue à celui réalisé par J. Breton [1] dans lequel nous avons remplacé les polaroïdes, polariseur et analyseur, par un

Nicol et un Glazebrook de grandes dimensions et les filtres interférentiels par un monochromateur Jobin et Yvon.

Les mesures ont été faites, d'une part avec les radiations 578, 546 et 436 mμ du mercure et d'autre part en isolant dans un spectre continu des bandes d'une largeur spectrale de 2 à 3 mμ et en repérant à moins de 1 mμ près le centre de ces bandes.

Le tableau ci-dessous donne les constantes de Verdet Λ en mn.gauss^{-1}.cm^{-1} à 20°C du cinnamate d'éthyle, déterminées par référence à celles de l'eau (2), (3), avec une précision relative de 0,5 % environ

λ(mμ)............	650	630	610	589	578	560	546
Λ.10²............	2,33	2,49	2,64	2,83	2,99	3,20	3,39
λ(mμ)............	530	510	492	480	465	450	436
Λ.10²............	3,66	4,02	4,22	4,80	5,18	5,60	6,10

Les rapports de dispersion $\Lambda_{546}/\Lambda_{578}$ et $\Lambda_{436}/\Lambda_{578}$ qui en résultent ont respectivement pour valeurs 1,13 et 2,04.

La valeur que nous avons trouvée pour $\lambda = 589$ mμ ($\Lambda_{589}^{20°} = 2,83.10^2$) est très voisine de celle qui avait été trouvée autrefois par Perkin ($\Lambda_{589}^{15°} = 2,82.10^2$) (4). Par contre, le mémoire de M. A. Haque (5), concernant des mesures visuelles de rotations magnétiques faites en 1930 sur les cinnamates, indique les valeurs suivantes pour le cinnamate d'éthyle :

λ(mμ)...	578.	546.	436.
Λ.10².................	2,4435	3,3938	6,0130

En mettant de côté les deux dernières décimales, nous voyons que la valeur de Λ donnée par Haque pour $\lambda = 546$ mμ concorde avec celle que nous avons trouvée, mais qu'il apparaît une discordance très nette pour les radiations 578 et 436 mμ. Les rapports de dispersion qui résulteraient de ses données seraient : $\Lambda_{546}/\Lambda_{578} = 1,39$ et $\Lambda_{436}/\Lambda_{578} = 2,46$.

Or, l'examen direct des angles de rotations mesurés par Haque qui étaient

λ(mμ)...	578.	546.	436.
Rotations (°)............	20,75	23,23	41,99

conduit aux rapports de dispersion : $\Lambda_{546}/\Lambda_{578} = 1,13$ et $\Lambda_{436}/\Lambda_{578} = 2,02$ en accord avec nos propres résultats. Il nous a paru manifeste qu'une erreur systématique s'était glissée dans le calcul des constantes de Verdet fait par Haque. En partant des valeurs expérimentales qu'on trouve dans son Mémoire, il nous a été possible de rétablir les valeurs correctes des constantes de Verdet qui en résultent et qui sont :

λ(mμ)...	578.	546.	436.
Λ.10².................	3,01	3,39	6,10

En partant des angles de rotations qu'il indique et en procédant aux mêmes

corrections, il convient également de modifier les valeurs des constantes de Verdet des autres cinnamates étudiés par Haque. Les constantes de Verdet ainsi recalculées sont :

		λ (mμ)...... 578.	546.	436.
Cinnamate de propyle..............	Λ.10²	2,90	3,31	6,32
» d'isopropyle.............		2,88	3,31	-
» d'isobutyle...............		2,79	3,17	3,58
Aldéhyde cinnamique...............		3,77	4,38	7,80

Nous avons procédé, par ailleurs, pour le cinnamate d'éthyle, à des mesures d'indice aux environs de 20°C, pour quelques radiations monochromatiques :

λ (mμ)...	644.	578.	546.	510.	486.	436.
n.........	1,5540	1,5623	1,5673	1,5745	1,5816	1,6006

La dispersion de la constante de Verdet est alors assez bien représentée par l'expression

$$\Lambda = \frac{A}{n}\,\frac{\lambda^2}{(\lambda^2-\lambda_0^2)^2}, \qquad \text{avec } \lambda_0 = 1730 \text{ Å} \qquad \text{et} \qquad A = 1,3.10^6.$$

Les constantes λ_0 et A ont été déterminées en utilisant la méthode graphique particulièrement simple employée par J. Breton ([6]).

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) J. Breton, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 254.

(2) L. R. Ingersoll, *Phil. Mag.*, **11**, 1906, p. 41.

(3) R. de Mallemann, P. Gabiano et F. Suhner, *Comptes rendus*, **202**, 1936, p. 837.

(4) W. H. Perkin, *J. Chem. Soc. Trans.*, **69**, 1896, p. 1025.

(5) M. A. Haque, *Thèse*, Paris, 1930.

(6) J. Breton, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 307.

RAYONS X. — *Spectres* L *et* K *d'absorption du cuivre de divers alliages.* Note (*) de Mme **Annie Lucasson-Lemasson**, présentée par M. Francis Perrin.

Résultats de mesures sur le spectre d'absorption L_{III} du cuivre allié au nickel, au zinc et à l'aluminium et sur le spectre d'absorption K du cuivre allié au nickel et au zinc.

Des résultats concernant le spectre d'émission L du cuivre allié au nickel, au zinc et à l'aluminium ont été donnés dans une Note précédente. J'ai étendu cette étude aux spectres d'absorption L.

L'appareillage et la technique expérimentale utilisés sont les mêmes que précédemment ([1]). Tous les pointés ont été faits sur microphotogrammes. En toute rigueur la position de cette discontinuité devrait être pointée sur la courbe de variation du coefficient d'absorption. Dans un travail antérieur ([2])

j'ai déterminé, dans le cas où les pointés sont faits sur microphotogrammes, la correction qu'il convient de faire subir aux résultats obtenus. Cette correction est, dans le cas présent, inférieure aux erreurs expérimentales. En prenant pour origine des mesures le maximum de la bande d'émission $L\alpha$ du cuivre. J'ai comparé les positions des discontinuités d'absorption L_{III} du cuivre pur et du cuivre dans différents alliages. Je n'ai donc effectué, comme pour les spectres d'émission, que des mesures relatives.

Pour le cuivre pur les écrans employés furent préparés par évaporation sous vide, leurs épaisseurs variaient entre 0,5 et 1 μ. Le métal ou l'alliage était déposé par évaporation sur une mince feuille d'aluminium battu de 1 μ d'épaisseur qui restait présente comme support de l'écran absorbant pendant la prise des spectres. Ou bien, la couche de métal déposée par évaporation était détachée de son support initial (une lame de verre) et tendue sur un cadre. Pour le métal pur et aussi pour les alliages dont il sera question par la suite, j'ai toujours vérifié, d'une part, que les spectres d'absorption donnés par des écrans sur support d'aluminium étaient identiques aux spectres obtenus à partir des écrans détachés du support, et d'autre part, que le spectre d'émission $L\alpha$ donné par le cuivre ou l'alliage évaporé était identique à celui obtenu à partir du cuivre massif ou de l'alliage correspondant.

Dans le cas des alliages cuivre-nickel et cuivre-aluminium, de petits grains ont été évaporés par chauffage brusque sous vide. La composition des couches ainsi préparées a été contrôlée par émission comme pour le cuivre pur et de plus pour les alliages cuivre-nickel par analyse chimique ([3]). Dans le cas des alliages cuivre-zinc, je n'ai jusqu'ici employé que des écrans constitués par une poudre fine étalée sur un support d'aluminium ou par une feuille battue de 1 μ d'épaisseur.

Le tableau I rassemble les résultats obtenus. Les valeurs données correspondent à des moyennes. L'incertitude probable sur les mesures des déplacements et sur les distances des structures à la discontinuité est de 0,1 eV. On remarque que le déplacement de la discontinuité L_{III} du cuivre dans les alliages cuivre-nickel a lieu vers les faibles énergies tandis que pour les autres alliages ce déplacement à lieu vers les fortes énergies. Pour une phase déterminée, on peut étudier comment varie ce déplacement en fonction de la concentration.

Le déplacement de la discontinuité d'absorption L_{III} du cuivre dans l'alliage à 60 % de cuivre a été mesuré par C. B. Van den Berg ([4]). Le sens et l'amplitude du déplacement sont en accord avec nos résultats.

Ces résultats ont été complétés par l'étude des spectres d'absorption K des mêmes alliages. Le spectre d'absorption K du cuivre dans les alliages à 30,54 et 79 % en poids dans le nickel a été analysé par H. Friedmann et W. W. Beemann ([5]). T. Hayasi ([6]) a fait l'étude des alliages à 25 et 50 % en poids de cuivre. De leurs études, tous ces auteurs avaient conclu que

les limites d'absorption restent semblables à celle du cuivre pur pour les concentrations indiquées. J. A. Bearden et H. Friedmann ([7]) étudiant le laiton α sont arrivés à des conclusions semblables.

TABLEAU I.

Spectres d'absorption L_{III} *du cuivre.*

Alliage.	Atomes (%).	Poids (%).	$L\alpha L_{III}$.	ΔL_{III}.	L_{III} min.	max.	min.	max.	min.
AlCu.......	1,7	4	4	0,9	1,1	–	–	–	–
	33,8	54,7	4,6	1,5	2,2	–	–	–	–
	49,7	70	4,6	1,7	1,5	–	–	–	–
	89,3	95,2	2,6	0,1	1,1	3,1	4,8	6,7	8,2
NiCu.......	18,9	20	2,8	—0,2	–	–	–	–	–
	45,5	47,5	2,5	—0,2	1,2	4,0	5,7	7,5	9
	78,7	80	2,5	0	–	3,4	5,0	7,2	8,8
ZnCu......	86,6	86	2,8	0,2	1,0	2,7	4,1	6,0	7,5
	35,6	35	4,1	1,1	1,1	–	–	–	–
Cu.........	–	–	2,4	0	1,1	3,4	5,0	6,7	8,7
Cu oxydé...	–	–	3,5	0,5	0,8 (raie blanche)	3,2	4,7	6,8	8,0

Distance en électrons-volts :

$L\alpha L_{III}$: distance du maximum de la bande $L\alpha$ à la discontinuité L_{III};

ΔL_{III} : distance des discontinuités L_{III} du cuivre et du cuivre allié.

J'ai employé un spectrographe à mica analyseur courbé sous 40 cm de rayon par transmission. Dans la région d'absorption K du cuivre la dispersion est de 83,5 eV/mm. Je n'ai effectué, comme pour les spectres d'absorption L que des mesures comparatives, dans des conditions expérimentales bien déterminées, destinées à faire apparaître les déplacements relatifs pour les alliages. On comprend, ainsi, que les résultats obtenus pour le cuivre pur puisse différer quelque peu de ceux publiés antérieurement par notre laboratoire ([8]). Les pointés ont été faits sur microphotogrammes. Les épaisseurs d'écrans à employer sont de l'ordre de 20 μ.

Le tableau II groupe les résultats. La chute d'absorption K du cuivre se fait en deux temps. La courbe d'intensité transmise en fonction des fréquences croissantes présente deux points d'inflexion consécutifs K_1 et K_2 séparés par un maximum. On remarque que le sens du déplacement de K_1 est le même que celui de la discontinuité L_{III}, mais l'amplitude des déplacements évalués en énergie est différente. A la précision de nos mesures la position de K_2 reste inchangée. L'incertitude probable sur les mesures de déplacement est de 0,3 eV et sur les distances des structures à la discontinuité d'environ 1 eV. Les principales structures de Kronig ont été pointées. D'après Kronig, dans

un cristal cubique, la distance en énergie des bandes interdites au potentiel moyen, est inversement proportionnelle au carré de la maille. On voit que les déplacements de ces structures sont bien conformes à la théorie aussi bien dans la solution solide α de cuivre dans le nickel que dans le laiton α étudié.

TABLEAU II.

Spectres d'absorption K *du cuivre.*

Alliage...	Ni Cu.				Zn Cu.				Cu.
Atomes (%)..	9,3	18,9	27,3	45,5	20,4	35,6	52,7	70,6	–
Poids (%)...	10	20	30	47,5	20	35	52	70	–
ΔK_1........	—2,5	—2,3	—2,1	—0,5	1,5	2,6	1,1	0,2	0
$K_1 K_2$.......	10,2	11,2	9,3	–	7,2	6,8	7	8,7	9,2
1° min......	–	–	17,5	–	–	–	–	–	15
R. N........	min	20	21,5 min	19,5	15,5	14	17	19,5	20
2° min......	–	–	26	–	–	–	–	–	26
α...........	–	34	33,5	–	28,5	28	30	32	33
A..........	–	48	50,6	–	44,5	44	43,5	44	46
β...........	–	77	71	–	58	55,5	–	65	63
B...........	–	97,5	95	–	35	83,5	–	91,5	92
γ...........	–	–	124	–	–	115,5	–	117	120
C..........	–	161,5	160	–	–	–	–	147,5	155
δ...........	–	–	185,5	–	–	–	–	174,5	179
D..........	–	–	–	–	–	–	–	–	195

ΔK_1, distance en électrons-volts entre les discontinuités K_1.

K_1, K_2, distance en électrons-volts de K_1 à K_2.

Δ eV pour les structures K du cuivre pur ou allié par rapport à K_1.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) A. LUCASSON-LEMASSON, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1794.

(2) A. LEMASSON, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1949.

(3) Par méthode colorimétrique par Mlle Tribalat.

(4) *Thèse*, Université de Groningen, 1957.

(5) *Phys. Rev.*, 58, 1940, p. 400.

(6) TOHOKU, *Univ. Sc. Rep.*, 25, 1936, p. 598, 606 et 661.

(7) *Phys. Rev.*, 58, 1940, p. 387.

(8) Y. CAUCHOIS et I. MANESCU, *J. Chim. Phys.*, 47, 1950, p. 892.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur le rayonnement du polonium* 210.

Note de Mlle **MARIE ADER**, présentée par M. Francis Perrin.

Une source de polonium artificiel émet des particules ionisantes de grands parcours et des neutrons, dont les spectres sont identiques à ceux de ces rayonnements issus des sources de polonium naturel.

Des publications antérieures (1) ont montré que :

1° Le rayonnement de parcours anormalement long émis par des sources radioactives, se répartit en trois groupes distincts :

— un premier groupe allant jusqu'à 100 μ;

— un deuxième groupe de 150 à 220 μ;

— un troisième groupe de 220 à 350 μ environ dans l'émulsion photographique.

2° Ces rayons ([2]) dont le parcours maximum est approximativement celui du parcours des protons de la réaction (α, p) des rayons α du polonium 210 sur l'aluminium, ne semblent pas attribuables à une contamination des sources radioactives par des traces d'aluminium.

3° Un rayonnement ([3]) issu d'une source forte de polonium 210 provenant des dérivés du radium a projeté des protons dans des couches d'émulsion photographique. Ces protons, vraisemblablement projetés par des neutrons de la source, forment un spectre très voisin du spectre des neutrons de fission de l'uranium établi par Segré.

Nous avons utilisé, dans les mêmes conditions expérimentales que celles déjà décrites, une source de polonium 210, provenant de l'irradiation de bismuth par des neutrons et préparée à Harwell.

Le polonium déposé sur un disque de platine de 250 μ d'épaisseur est recouvert d'une feuille de 4 μ d'épaisseur de platine. Au début des expériences, la source mesurait environ 700 mC.

Les plaques exposées à cette source présentent ([4]) :

a. des traces de particules anormalement longues identiques à celles observées avec le polonium naturel;

b. leur répartition forme des groupes avec sensiblement les mêmes limites de parcours;

c. l'épaisseur des émulsions contient des protons projetés dont le spectre semble le même que celui obtenu antérieurement et dont la forme rappelle étroitement celui des neutrons de fission de l'uranium. Ces protons projetés seraient, selon toute vraisemblance, dus à des neutrons émis par la source de polonium artificiel.

Le polonium préparé à partir du bismuth présenterait donc des propriétés analogues à celles du polonium provenant de sources naturelles, ce qui exclut l'hypothèse d'une origine des rayonnements observés due à une contamination radioactive.

L'hypothèse de ces phénomènes liés à une fission spontanée reste donc à considérer.

([1]) M. Ader, M. P. Cabannes et P. Conte, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 475.

([2]) M. Ader, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 44.

([3]) M. Ader, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1290.

([4]) Ces mesures ont été faites en collaboration avec Marie-Paule Cabannes.

CHIMIE PHYSIQUE. — *L'utilisation des radioisotopes dans l'étude de la corrosion métallique en milieu alcalin.* Note (*) de M. **Helmy Makram**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans deux précédentes Notes [1], il a été rendu compte d'une méthode électrochimique permettant d'étudier le pouvoir corrosif d'un électrolyte sur une plaque d'aluminium.

Dans le présent travail on étudie la corrosion, par une autre méthode d'étude du phénomène, basée sur l'utilisation des indicateurs radioactifs dont le principe est le suivant :

On irradie un métal M à la pile atomique, on plonge l'éprouvette ainsi irradiée dans une solution corrosive non marquée. Dans ces conditions, on constate que les ions marqués apparaissent en solution. On étudie le passage des ions marqués dans la solution en fonction du temps.

On a utilisé du cuivre électrolytiquement pur à 99,9 % de dimensions : 1×8 cm et 0,2 mm d'épaisseur.

Comme dans les expériences précédentes, les plaques de cuivre ont subi un polissage électrolytique et un dégraissage aux vapeurs de trichloréthylène.

La cellule de mesure est constituée par un ballon de 500 cm³ environ, dont la température est réglée au moyen d'un dispositif classique à relais.

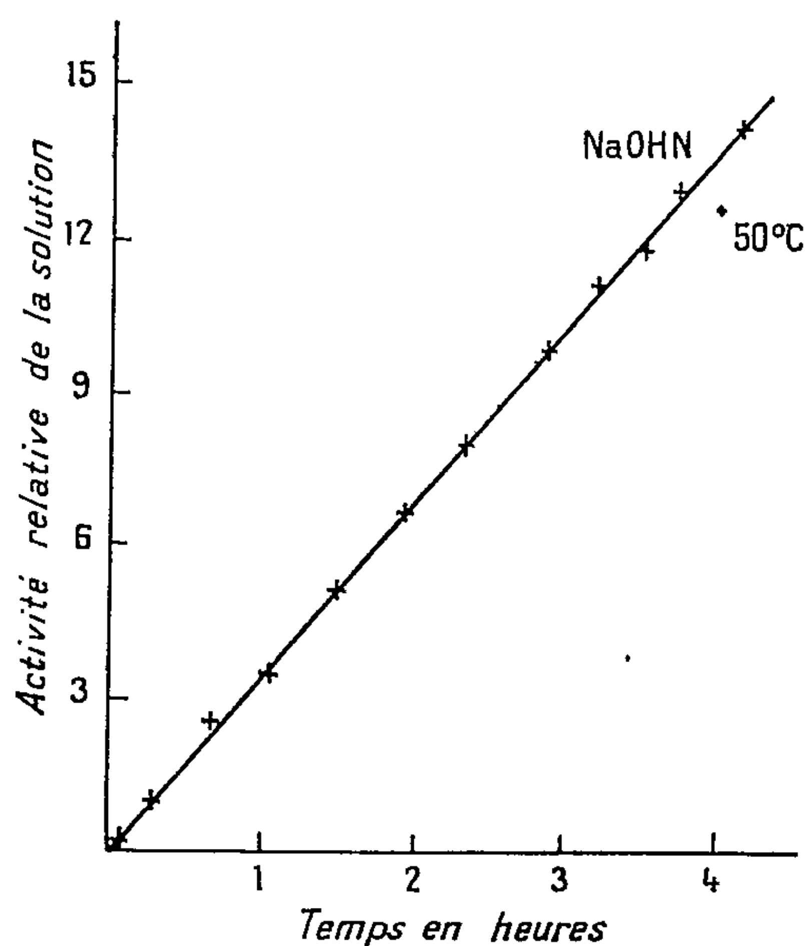


Fig. 1.

Un agitateur, à l'intérieur du ballon, couplé à un moteur asynchrone synchronisé, permet d'assurer une vitesse d'agitation constante de 600 t/mn.

Pour entreprendre les mesures de radioactivité, on effectue des prélèvements de 1 cm^3 à l'aide d'une pipette de précision à des temps déterminés. Les échantillons prélevés sont placés dans des coupelles en pyrex. On rince la pipette avec un volume constant d'eau qui est aussi recueilli dans la coupelle; le liquide est ensuite évaporé à l'étuve jusqu'à obtention de cristaux.

Les résultats, compte tenu de l'activité initiale de la plaque, de la variation de volume de la solution, de la vie moyenne du radioélément, se traduisent alors par des courbes analogues à celle de la figure 1 qui se rapporte au cas du cuivre plongé dans une solution de NaOH N.

Nous remarquons que l'activité de la solution croît avec le temps de manière sensiblement proportionnelle.

On obtient la relation

$$V = kt + k',$$

où

V, vitesse de corrosion représentée par l'activité de la solution;
k, k', constantes;
t, temps.

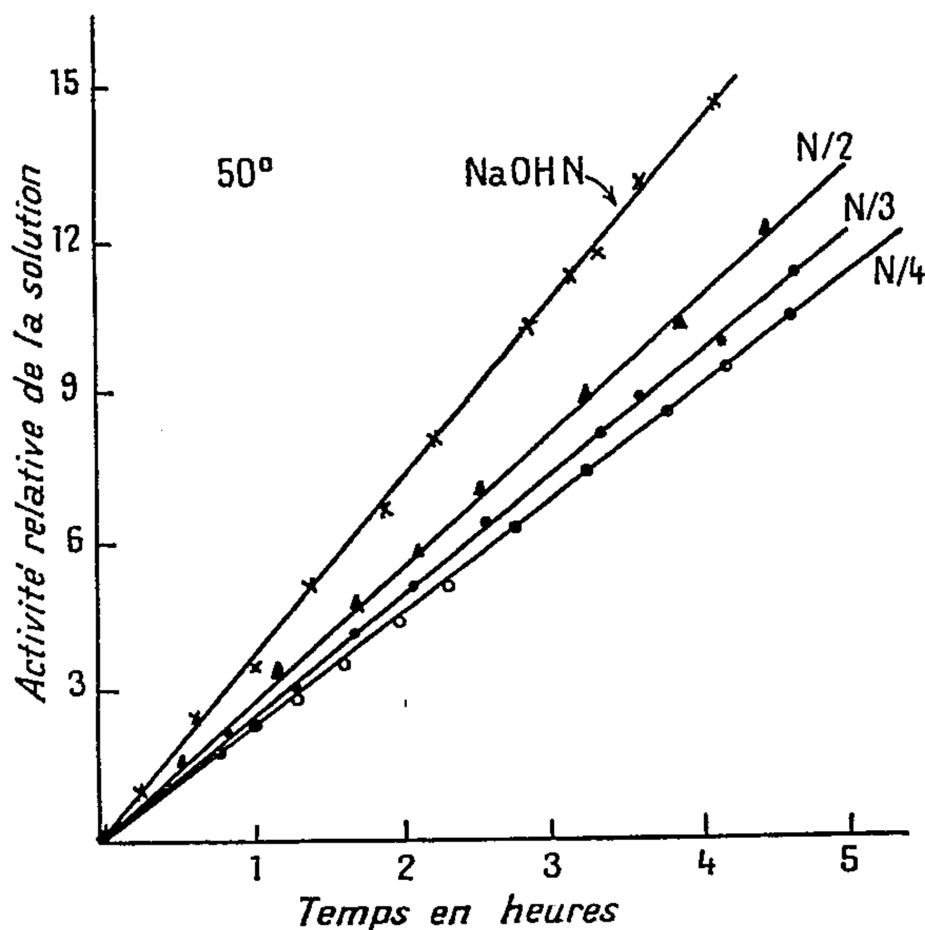


Fig. 2.

La figure 2 montre que la pente des droites est fonction croissante de la concentration de la solution corrosive. En solutions concentrées de NaOH, l'attaque se fait assez vite; en solutions diluées il y a net ralentissement de l'attaque.

En étudiant, au moyen de cette méthode, le comportement du cuivre dans des solutions alcalines, à un pH supérieur ou égal à 11, telles que NaOH, trigon, P_3Z et en notant pour chaque concentration la quantité du cuivre corrodé nous avons obtenu les résultats représentés par la figure 3.

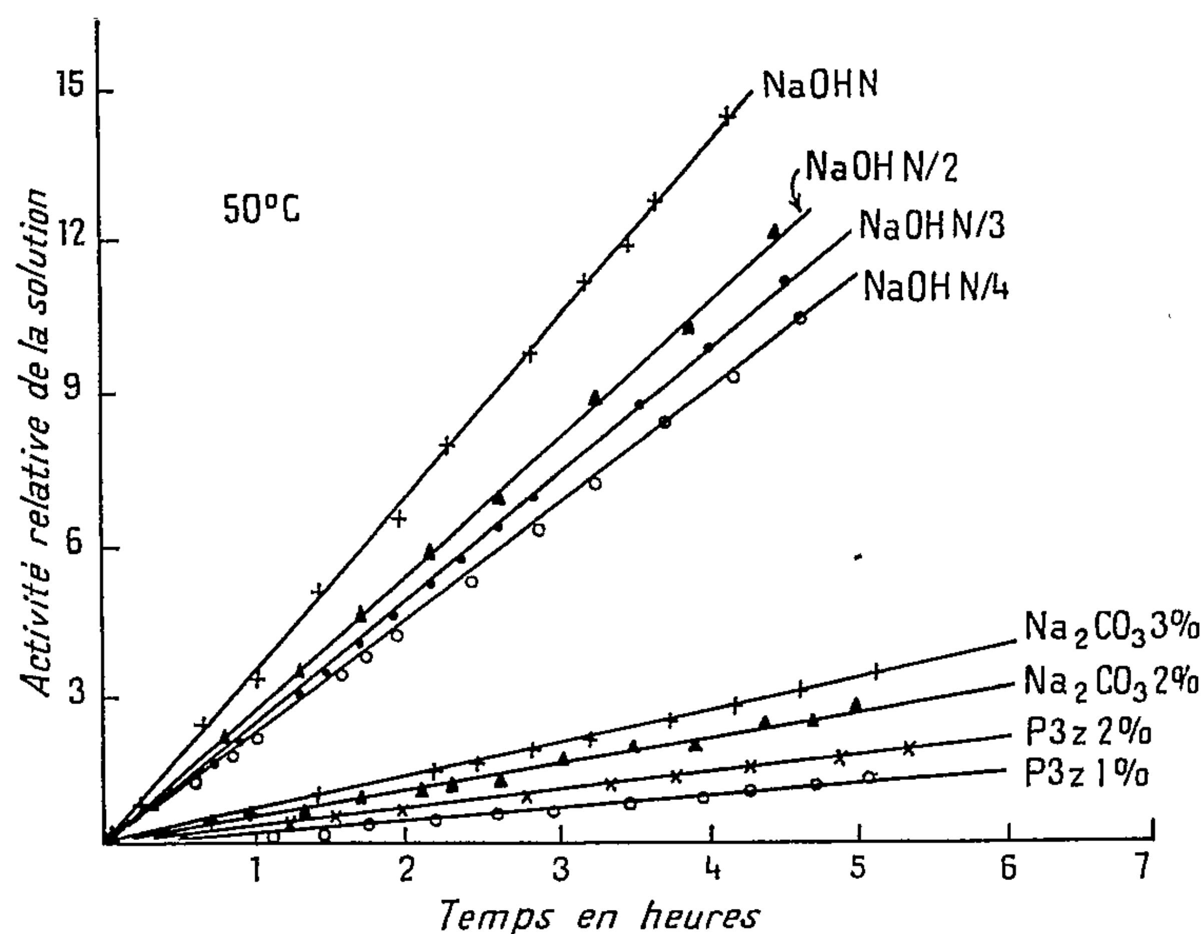


Fig. 3.

Cette méthode donne aussi une signification quantitative de la corrosion, qui nous a permis d'évaluer à tout instant la quantité de cuivre qui passe en solution. La sensibilité de dosage du cuivre par méthode radiochimique étant de l'ordre de 4.10^{-10}, nous avons consigné dans le tableau les résultats des analyses effectuées sur les diverses solutions expérimentées.

Solution corrosive.	Quantité minimum de cuivre décelée au bout de 2 à 5 mn.	Quantité de cuivre dissoute au bout de : 2 h.	7 h.
NaOH N	12 $.10^{-8}$	70 $.10^{-7}$	–
NaOH N/2	3 »	50 »	–
NaOH N/3	1,1 »	39 »	–
NaOH N/4	0,9 »	24 »	–
P_3Z 2 %	0,59 »	8 »	–
P_3Z 1 %	0,5 »	3,9 »	–
Trigon	0,35 »	–	$0,5.10^{-7}$

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 3153 et **245**, 1957, p. 1060.

CHIMIE PHYSIQUE — *Sur le déplacement des particules d'aérosols au cours des processus de diffusion moléculaire.* Note de M. **Léopold Facy**, présentée (*) par M. Eugène Darmois.

Les équations du mouvement d'une particule placée dans un gradient de vapeur diffusante sont dérivées de celles d'Einstein pour l'effet radiométrique. Il existe deux domaines ($r < \lambda$ et $r > \lambda$) où les vitesses sont indépendantes du rayon r des particules. Pour r de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen λ, les vitesses sont fonction du rayon, raccordant ainsi les deux domaines à vitesses constantes.

Un phénomène tout à fait comparable à celui du « dust free space » existant au voisinage des corps chauffés, ou à la photophorèse des particules, soumises à un rayonnement, peut être observé lorsqu'on examine sur fond noir, en éclairage latéral, le comportement d'un nuage particulaire dans une enceinte isotherme où, par un processus convenable d'évaporation-condensation, on crée un gradient de tension de vapeur partielle, en régime de diffusion moléculaire pur et à pression globale constante.

Les techniques habituelles d'examen des nuages particulaires peuvent être utilisées, en particulier la cellule d'examen est prise dans un bloc de cuivre rouge, et les surfaces émissives et réceptrices de vapeur, formant source et puits de tension de vapeur, sont de petite superficie et en contact direct avec des masses importantes de métal pour égaliser et évacuer rapidement les chaleurs latentes de vaporisation-condensation.

La zone source peut être matérialisée par du feutre ou du papier buvard imprégné de solvant pur, la zone puits par une surface identique imprégnée d'une solution sursaturée ou, dans le cas de l'eau par exemple, par la surface déliquescente d'une plaquette d'un sel hygroscopique.

Pour une température donnée, pour un solvant et une solution sursaturée donnés, on peut obtenir des gradients de tension de vapeur prédéterminés en faisant varier l'écartement des surfaces évaporantes et condensantes.

Des précautions particulières doivent être prises pour éviter d'amorcer un transport tourbillonnaire convectif entre la zone source et la zone puits, l'amorce du mouvement convectif étant due ici à la différence de densité du mélange air-vapeur au voisinage de la zone source avec la densité normale de l'atmosphère de la cellule. En pratique il est difficile de porter l'écartement des surfaces actives à plus de 5 ou 7 mm; ces limites étant d'ailleurs du même ordre de grandeur que celles observées pour l'effet thermique par Paranjpe [1] et d'autres chercheurs.

De même une intensité lumineuse modérée et un choix judicieux des particules d'aérosol suffisent pour éviter tout effet de photophorèse. Des contrôles de températures permettent également de s'assurer que l'isothermie est facile-

ment réalisée, les changements d'état ne portant que sur des quantités extrêmement faibles de vapeur.

Les particules en suspension dans l'atmosphère jouent alors le rôle d'indicateurs très sensibles et matérialisent dans un rapport cinétique simple l'afflux des molécules de vapeur diffusant de la source vers le puits. Le transfert de vapeur est ainsi rendu directement visible par le déplacement continu des particules, déplacement facilement mesurable, superposé au mouvement Brownien habituel dont les fluctuations demeurent parfaitement perceptibles surtout dans le cas des petites vitesses de déplacement correspondant à de faibles gradients.

La zone source, où se produit l'évaporation, reste sombre sur une certaine distance et présente exactement l'aspect de l'espace noir régnant autour d'un corps chauffé. La zone puits, par contre, reçoit l'afflux continuel des particules venant impacter sa surface et joue ainsi le rôle de paroi froide du précipitateur thermique.

Les équations du mouvement d'une particule submicroscopique soumise à un gradient de tension de vapeur peuvent très simplement être déduites du raisonnement déjà établi par Einstein ([2]) dans son étude de l'effet radiométrique, et sans introduire ici des paramètres de conductibilité thermique comme Epstein ([3]) avait été amené à le faire pour préciser l'ordre de grandeur des effets observés.

Dans l'enceinte fermée isotherme et à pression constante de la cellule d'examen on peut admettre qu'un petit élément de surface σ, supposé petit devant le libre parcours moyen λ, et placé, normalement à l'axe des x qui matérialise la droite joignant les parois source-puits, sera traversé dans les deux sens par un flux de molécules d'air s'équilibrant, et sera en outre soumis à un flux de molécules de la vapeur diffusante représenté par l'expression $\nu = \sigma D(du/dx)$ où D est le coefficient de diffusion moléculaire de la vapeur considérée et du/dx le gradient de densité de cette dernière suivant l'axe choisi.

Cette surface σ sera en réalité le maître couple d'une particule submicroscopique qu'on peut supposer sphérique de rayon r, ou de forme quelconque mais qui par suite du mouvement Brownien de rotation se comportera en fait également comme une particule possédant un rayon équivalent r. La force F s'exerçant sur une semblable particule, pour une pression ambiante P, et un gradient de pression de vapeur diffusante dp/dx pourra donc s'écrire, K étant une constante : $F = K(\pi r^2/P)\,D(dp/dx)$.

Pour trouver la vitesse de déplacement V de la particule il suffit de remplacer F par sa valeur dans l'équation $V = ZF$ et en prenant pour Z, dans le cas où λ est grand devant r l'expression proposée par Epstein ([4]) $Z = (A + B)\lambda/6\pi\eta r^2$ où A et B sont des constantes.

On obtient ainsi, K étant pour une pression donnée une constante à déterminer, une expression de la forme $V = KD(dp/dx)$ exprimant que la vitesse est indépendante du rayon de la particule.

Si la particule d'aérosol est de grande dimension par rapport à λ, les conditions d'identité de pression en tous points de l'espace dans la cellule font que cette particule ne peut être soumise sur ses faces à une force de la part de l'atmosphère ambiante. Par contre dans la couche d'épaisseur λ entourant le bord du disque supposé plat — ou du maître couple de la particule sphérique — le flux de vapeur dont l'expression est $\nu = lD(dn/dx)$ se fera sentir par unité de longueur l du contour de la particule.

Une particule de périmètre $2\pi r$ subira donc une force $F = k'\pi r D(dp/dx)$ où k' est une constante tenant également compte du fait que la largeur réelle de la zone marginale responsable de l'entraînement peut, par suite des effets de viscosité, différer du libre parcours moyen proprement dit.

La vitesse de déplacement s'exprime en remplaçant dans l'équation $V = ZF$ la valeur Z par la résistance tirée de la loi de Stokes $Z = 1/6\pi\eta r$. On obtient à nouveau une expression de la forme $V = K'D(dp/dx)$ qui montre encore que, dans ce nouveau domaine où r est grand devant λ, et pour des conditions de pressions déterminée, la vitesse est constante et indépendante du rayon de la particule.

Si l'on cherche l'expression de la vitesse pour des particules dont le rayon est de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen λ on arrive cette fois par suite de l'introduction de la correction de Cunningham à une expression de la forme $V = (K'' + K'''\lambda/r)D(dp/dx)$. Pour ces domaines de λ/r, les vitesses varient d'une façon sensible avec r et représentent la transition continue existant entre les deux régimes à vitesses constantes, lorsque r est très petit (V grand), ou r grand devant le libre parcours moyen (V petit).

En réalité si l'expérience confirme la constance des vitesses dans le domaine r grand aux pressions normales (vitesses mesurées ici sur des particules individualisées) l'appareillage employé jusqu'à présent n'a pas permis de mesurer ces mêmes vitesses pour des particules très petites ou à des pressions faibles; les mesures effectuées par Rosenblatt et La Mer (5) dans le cas des répulsions d'origine thermique laissent penser que pour r voisin de λ la correction de Cunningham est insuffisante pour représenter avec précision la résistance au mouvement.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) M. K. Paranjpe, *Proc. Ind. Acad. Sc.*, 4*a*, 1936, p. 423.

(2) A. Einstein, *Z. Physik.*, 27, 1924, p. 1.

(3) P. Epstein, *Z. Physik.*, 54, 1929, p. 537.

(4) P. Epstein, *Phys. Rev.*, 23, 1924, p. 710.

(5) P. Rosenblatt et V. K. La Mer, *Phys. Rev.*, 70, n°s 5 et 6, 1946, p. 385.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Loi cinétique de la formation et de la décomposition des oxydes de surface sur le graphite.* Note (*) de MM. **Lucien Bonnetain**, **Xavier Duval** et **Maurice Letort**, transmise par M. Georges Chaudron.

Étudiant l'adsorption d'oxygène sur du graphite artificiel puis la désorption à l'état de CO et CO_2 des oxydes de surface formés, les auteurs mettent en évidence que ces deux phénomènes obéissent très exactement à la loi d'Elovich.

Dans une étude sur les réactions du graphite artificiel avec l'oxygène sous très basses pressions ([1]), nous avons été amenés à mesurer séparément la vitesse de formation des oxydes de surface (c'est-à-dire la vitesse de chimisorption de l'oxygène) et leur vitesse de décomposition en CO et CO_2 à l'état gazeux. Ces mesures portent sur des échantillons de quelques décigrammes à quelques grammes de graphite en poudre contenant moins de 0,02 % d'impuretés.

Vitesse de chimisorption. — L'échantillon est placé dans un tube de silice relié à un appareil en verre soudé comprenant une pompe à diffusion à vapeur de mercure pour l'évacuation des gaz, ainsi qu'une jauge de Mac Leod et un dispositif d'introduction de petites quantités d'oxygène. La surface du graphite est préalablement débarrassée de la plus grande partie des oxydes de surface par dégazage sous vide à 950° C. On mesure ensuite la vitesse de chimisorption sur l'échantillon, ramené à la température voulue, en enfermant une certaine quantité d'oxygène dans l'appareil et en mesurant la diminution de pression en fonction du temps. Pour mesurer la vitesse propre de chimisorption sans intervention simultanée de désorption de produits de la réaction, il est nécessaire d'opérer à des températures inférieures à 200° C. Dans ces conditions, la vitesse de chimisorption est lente et surtout décroît très vite en fonction du temps de sorte qu'elle n'est pratiquement plus mesurable bien avant que l'oxygène fixé corresponde à un recouvrement complet de la surface.

La quantité totale d'oxygène adsorbé q en fonction du temps t obéit à la relation

$$q\,\frac{1}{\alpha} = \ln(a\alpha t + 1)$$

dans laquelle a et α sont deux constantes déterminées à partir de deux couples de valeurs expérimentales (q_1, t_1) et (q_2, t_2). Cette relation est généralement connue sous le nom de loi d'Elovich et exprimée le plus souvent sous sa forme différentielle

$$\frac{dq}{dt} = a\,e^{-\alpha q}$$

qui montre immédiatement que la vitesse instantanée de chimisorption varie exponentiellement en fonction de la quantité déjà adsorbée. La loi d'Elovich

est empirique, mais elle est l'objet de spéculations théoriques depuis que l'on s'est aperçu qu'elle est applicable à d'assez nombreux exemples de vitesses de chimisorption de gaz sur des solides (²).

La figure 1 illustre son application à la chimisorption de l'oxygène sur le graphite à la température de 20° C; la quantité d'oxygène chimisorbé est exprimée en 10^{-8} mole/m² de surface (mesurée par la méthode de Brunauer, Emmett et Teller (B. E. T.) et le temps en minutes; les constantes ont alors pour valeurs : $a = 0{,}071$ et $\alpha = 9{,}2$.

Par ailleurs, en reprenant les données de Juza et Langheim (³) sur la vitesse de chimisorption de l'oxygène sur du charbon de sucre mesurée par la disparition du paramagnétisme de l'oxygène, nous avons trouvé que les vitesses mesurées obéissent également à la loi d'Elovich.

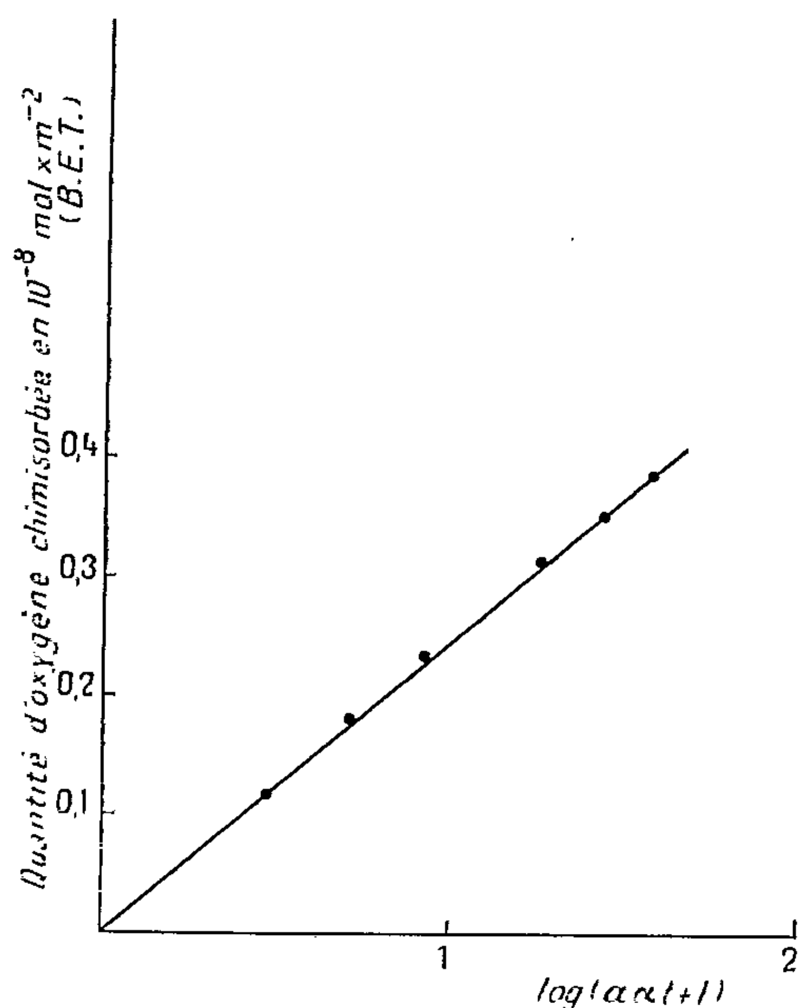


Fig. 1. — Chimisorption.

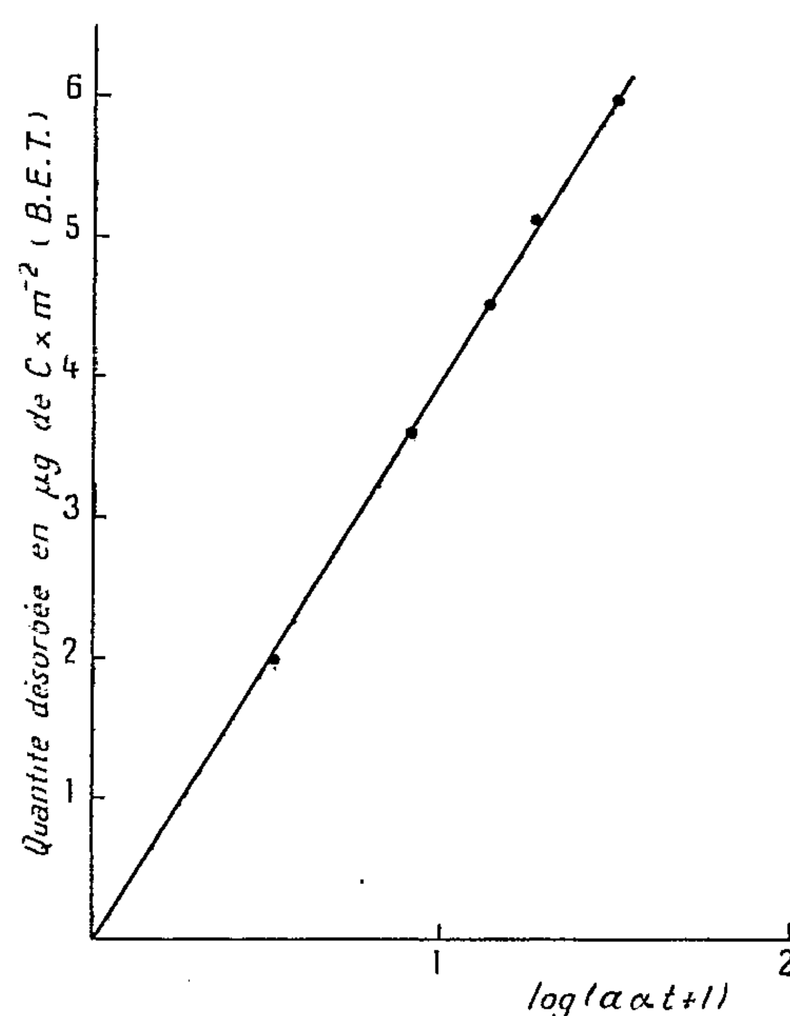


Fig. 2. — Désorption.

Vitesse de désorption. — Les oxydes de surface sont préalablement formés par combustion de l'échantillon jusqu'à l'atteinte d'une vitesse stationnaire de réaction dans un courant d'oxygène sous quelques millièmes de millimètre de mercure à une température déterminée (généralement entre 500 et 650° C). L'arrivée d'oxygène étant interrompue, l'appareil est rapidement évacué et le tube contenant l'échantillon est isolé du reste du montage par fermeture d'une vanne à mercure. Les oxydes de surface continuent alors à se décomposer à la même température en CO et CO_2 qui s'accumulent en phase gazeuse; ces gaz désorbés sont périodiquement évacués et analysés au moyen de la jauge de Mac Leod (en condensant sélectivement CO_2 à — 195° C).

On mesure ainsi une vitesse de désorption qui décroît très vite en fonction du temps et n'est plus mesurable bien avant que la plus grande partie de l'oxygène chimisorbé soit épuisée. La quantité totale de molécules désorbées (somme de CO et CO_2) varie en fonction du temps suivant la loi d'Elovich. La figure 2 illustre cette loi appliquée à la désorption d'un échantillon de graphite après combustion à 546°C sous une pression d'oxygène de $6,4.10^{-2}$ mm Hg. La quantité désorbée étant exprimée en microgramme de carbone volatilisé par mètre carré de surface (B. E. T.) et le temps en minute, les constantes ont respectivement pour valeurs $a = 0,0054$ et $\alpha = 0,61$.

Il est remarquable que la loi d'Elovich soit vérifiée seulement si l'on considère la *somme des quantités de* CO *et de* CO_2 désorbées, c'est-à-dire la quantité totale de carbone volatilisé, sans tenir compte de la nature des oxydes gazeux formés. La loi n'est pas vérifiée si l'on tente de l'appliquer à la quantité totale d'oxygène ayant quitté la surface du graphite; il en est de même si l'on considère séparément des désorptions de CO_2 et de CO. Les proportions relatives de ces deux produits sont en effet susceptibles de varier au cours de la désorption suivant une relation qui fera l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) L. Bonnetain, X. Duval et M. Letort, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1728.

(2) H. A. Taylor et N. Thon, *Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 4169.

(3) R. Juza et R. Langheim, *Z. Elektrochem.*, 45, 1939, p. 689.

PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur une représentation des données expérimentales fournies par l'étude de l'effet Maxwell des solutions de hauts polymères.* Note (*) de M. **Joseph Leray**, transmise par M. Gabriel Foëx.

On propose un mode de représentation dans lequel les mesures d'angle d'extinction en fonction du gradient de vitesse G s'expriment empiriquement par une loi linéaire. Il permet de préciser ou de vérifier l'existence de phénomènes dont la théorie reste à donner. En particulier on montre que dans le cas des solutions de particules rigides, la théorie classique de l'orientation est en défaut pour les grandes valeurs de G..

Lorsqu'on soumet une solution de macromolécules à un écoulement laminaire à gradient de vitesse G constant, elle devient en général anisotrope; la position de ses lignes neutres, repérée par l'angle χ que fait l'une d'elles avec la direction de l'écoulement dépend de G et de la concentration c. En pratique, la mesure de l'angle d'extinction χ en fonction de G, a pour but de déterminer la pente, $\text{tg}\,\alpha$, de la tangente à l'origine de la courbe $\chi(G, c)$. La limite de cette quantité à $c = 0$ est, en effet, une donnée expérimentale importante car elle permet de calculer la constante de diffusion de rotation (cas des particules rigides) ou bien nous renseigne sur la viscosité interne de la molécule (cas des chaînes souples).

Nous proposons de substituer à la représentation $\chi(G)$ le diagramme suivant : on porte en abscisses la variable $\tau_0 = G\eta_0$ et en ordonnées, la fonction τ_0/Φ où $\Phi = (\pi/4) - \chi$ (l'introduction de η_0, viscosité du solvant, permet de rapporter les courbes à une même variable quel que soit le solvant). Lorsque G augmente indéfiniment, Φ tend vers une limite Φ_∞; la limite à $G = 0$ de τ_0/Φ est égale à $\eta_0/\text{tg}\alpha$.

On constate, alors que la courbe $\chi(G)$ présente en général une allure hyperbolique, que les points correspondant à la nouvelle représentation se placent sur une droite, au moins dans le cas des macromolécules en chaînes. Il est à remarquer que la grandeur de la concentration est sans influence sur la forme de τ_0/Φ.

Dans l'état actuel de la théorie de l'orientation et de la déformation des chaînes dans un écoulement à gradient constant, il est impossible de prévoir cette linéarité que nous sommes obligé de considérer jusqu'à présent comme une loi reposant seulement sur l'expérience.

En tout état de cause, on peut tirer de cette observation les renseignements suivants :

1. La détermination de $\text{tg}\alpha$ se réduit à celle de l'ordonnée à l'origine d'une droite; cela présente un avantage évident sur la méthode habituelle qui consiste à tracer la tangente à un arc de courbe interpolé.

2. La pente de la droite est égale à $1/\Phi_\infty$; on peut donc déterminer facilement la valeur limite de l'angle d'extinction à G infini.

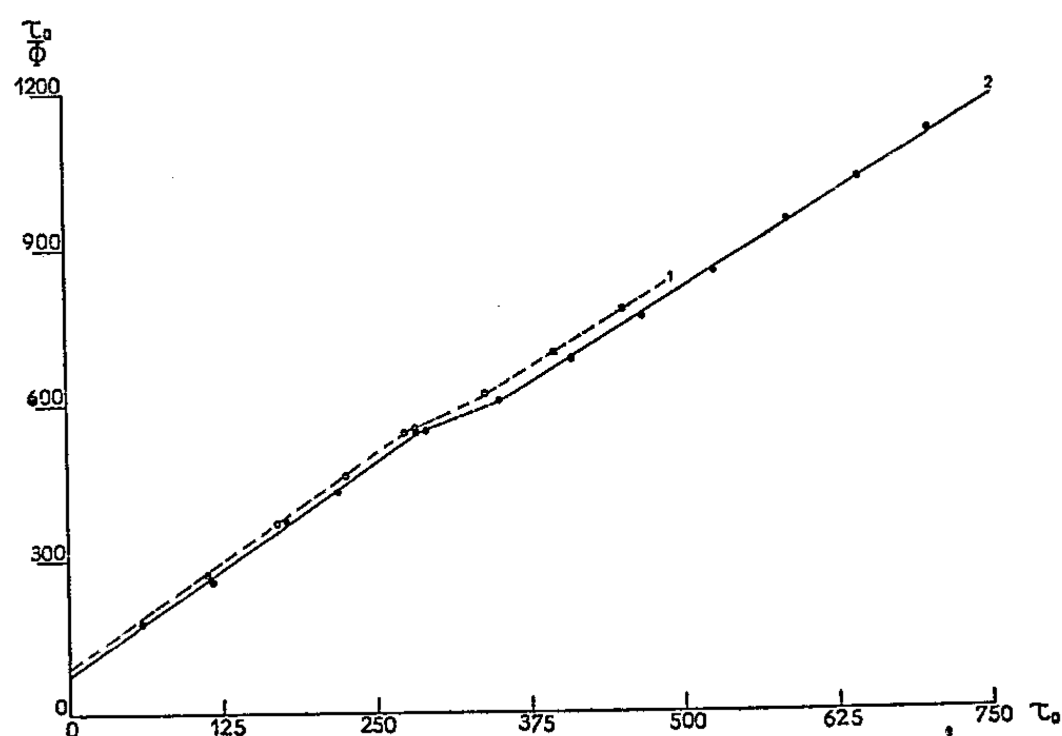


Fig. 1. — Comportement d'une solution de polystyrène M = 193 000 en solution dans 1, cyclohexanone; 2, tétraline ([1]).

Nous avons repris un certain nombre de données de biréfringence d'écoulement obtenues tant par divers auteurs que par nous-même et nous les avons transcrites dans le nouveau système. La précision accrue qui résulte de la loi

expérimentale a permis de mettre en évidence de façon indiscutable des phénomènes qui ont été parfois contestés. Ce sont, par exemple :

1. L'existence de discontinuités dans les courbes $\chi(G)$ pour une valeur critique de la tension τ_0. Ce phénomène évident sur la figure 1 a été observé par Signer et Sadron ([1]) qui l'attribuent à un brusque changement de structure de la molécule; mais pour certains auteurs ([2]) il s'agirait plutôt d'un effet de turbulence. Cependant, dans le nouveau mode de représentation, on remarque que, souvent, la droite présente une sigularité du même genre, alors que l'écoulement est laminaire.

2. L'existence d'une valeur limite Φ_∞ différente de $\pi/4$ dans le cas des chaînes, reconnue depuis longtemps par Haller ([3]), Kuhn ([4]) et Sadron ([5]), apparaît maintenant très générale. L'expérience, de plus, semble indiquer que Φ_∞ est indépendant de la concentration et que sa valeur tend vers $\pi/4$ lorsque la masse moléculaire devient très grande.

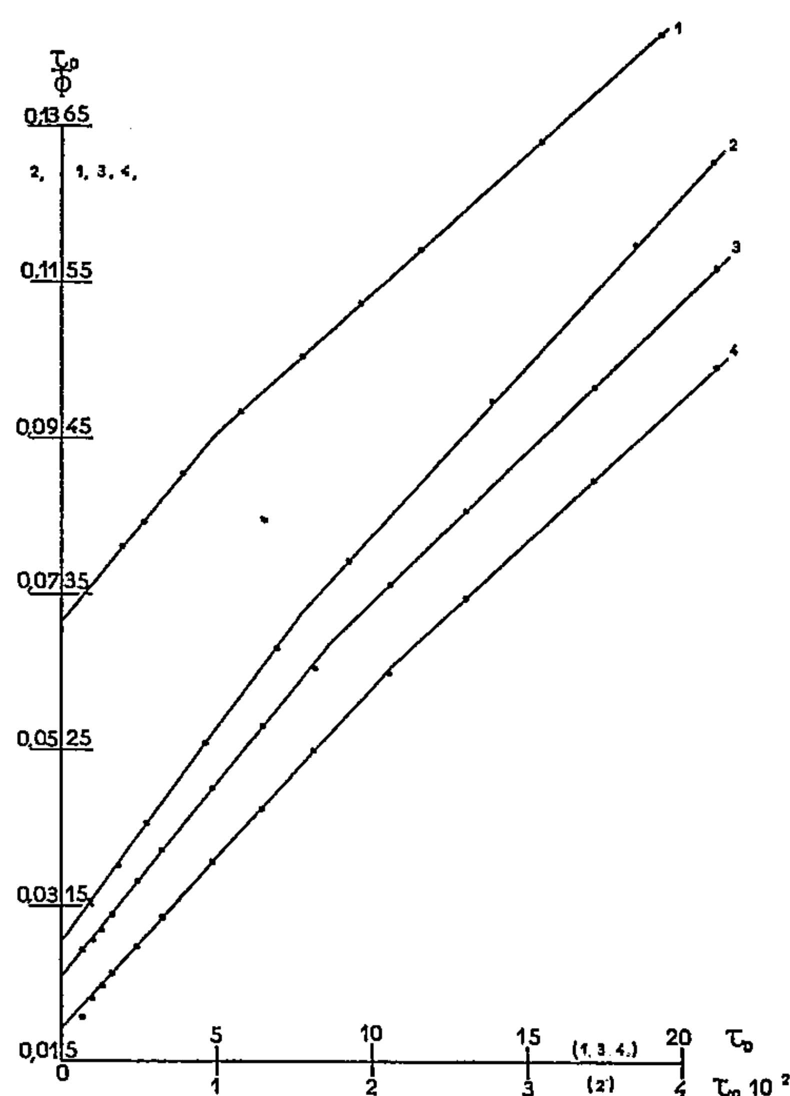


Fig. 2. — Comportement de différents échantillons de VMT; 1, résultats de Cerf ([7]); 2, mesures de Robinson ([8]); 3 et 4, mesures personnelles, à deux concentrations ([9]).

Sadron ([5]) a montré que, pour les mélanges d'espèces macromoléculaires variées la courbe d'orientation peut admettre une asymptote différente de l'axe des abscisses. Mais la polydispersité ne semble pas pouvoir expliquer toutes les observations. Dans le cas des macromolécules assimilables à des sphères élastiques, Cerf ([6]) a calculé une expression de Φ_∞ en accord avec l'expérience et attribué à ce paramètre une signification importante en le rattachant à la visco-

sité interne de la particule; cependant le mécanisme invoqué ne paraît pas applicable au cas des pelotes peu déformables, dont les solutions présentent pourtant un angle limite en général inférieur à $\pi/4$.

Enfin, dans le cas où les macromolécules sont des particules rigides de forme géométrique, la loi de linéarité n'est pas absolument observée; on constate l'existence d'une légère courbure, comme le montre la figure 2 relative à différents échantillons de virus de la mosaïque du tabac.

La théorie fait prévoir une courbe sigmoïde qui, lorsque le milieu est monodispersé, présente une portion relativement rectiligne dans la région du point d'inflexion. Il est possible que la courbe expérimentale corresponde à cette région. Toutefois l'angle limite à G infini n'est pas $(\pi/4)$, tout comme dans le cas des chaînes, ce qui montre que, aux grandes valeurs de G, la théorie classique est en défaut.

En résumé, la représentation des mesures d'angle d'extinction que nous préconisons, fournit de façon simple et indépendante de l'expérimentateur, deux résultats importants pour la connaissance des propriétés mécaniques de la macromolécule en solution et permet de mettre en évidence, le cas échéant, certaines particularités de son comportement dans l'écoulement.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) R. Signer et Ch. Sadron, *Helv. Chim. Acta.*, 19, 1936, p. 1324.
(2) R. Cerf et H. Scheraga, *Chem. Rev.*, 51, 1952, p. 185.
(3) W. Haller, *Koll. Z.*, 61, 1932, p. 26.
(4) W. Kuhn, *Koll. Z.*, 62, 1933, p. 269.
(5) Ch. Sadron, *J. Phys. Rad.*, 9, 1938, p. 381, 384.
(6) R. Cerf, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 145.
(7) R. Cerf, *Thèses*, Strasbourg, 1951.
(8) J. R. Robinson, *Proc. Roy. Soc.*, A 170, 1939, p. 519.
(9) J. Leray, *J. Chim. Phys.*, 52, 1955, p. 756.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Croissance de gros cristaux parfaits d'uranium α par écrouissage et recuit de monocristaux polygonisés obtenus par changement de phase.* Note de MM. **Jean Mercier**, **Daniel Calais** et **Paul Lacombe**, présentée par M. Francis Perrin.

L'écrouissage par traction de cristaux imparfaits d'uranium α obtenus par changement de phase $\beta \to \alpha$ permet d'obtenir de gros cristaux parfaits par recristallisation. La comparaison des courbes de traction de polycristaux et de monocristaux explique l'insuccès de la méthode d'écrouissage critique appliquée aux polycristaux.

Il n'a été possible jusqu'ici de préparer des gros cristaux d'uranium α *non polygonisés* qu'en utilisant le phénomène de grossissement discontinu du grain en présence d'une phase dispersée (1). Cette méthode a l'inconvénient de contaminer par le silicium un métal initialement très pur. Quant à la technique

de l'écrouissage critique appliquée à des échantillons polycristallins à grains fins, celle-ci provoque la croissance de cristaux presque parfaits mais de faibles dimensions (1 à 2 mm de diamètre) (²). L'impossibilité d'obtenir la croissance de gros cristaux tient sans doute à deux causes : l'existence de tensions internes préexistant à l'écrouissage et l'hétérogénéité de la déformation plastique due à la multiplicité des modes de déformation de l'uranium α polycristallin.

Nous avons donc pensé qu'il serait plus facile de définir un écrouissage critique en l'appliquant à des monocristaux, même très imparfaits, obtenus par la méthode du changement de phase $\beta \rightarrow \alpha$ (²), (³), (⁴).

La méthode que nous proposons comporte deux stades. Le premier consiste à préparer par changement de phase $\beta \rightarrow \alpha$ des cristaux de grandes dimensions dont l'orientation moyenne peut être déterminée malgré leur état polygonisé. Le second stade consiste à écrouir par traction ces cristaux imparfaits et à les recuire en haut de la phase α.

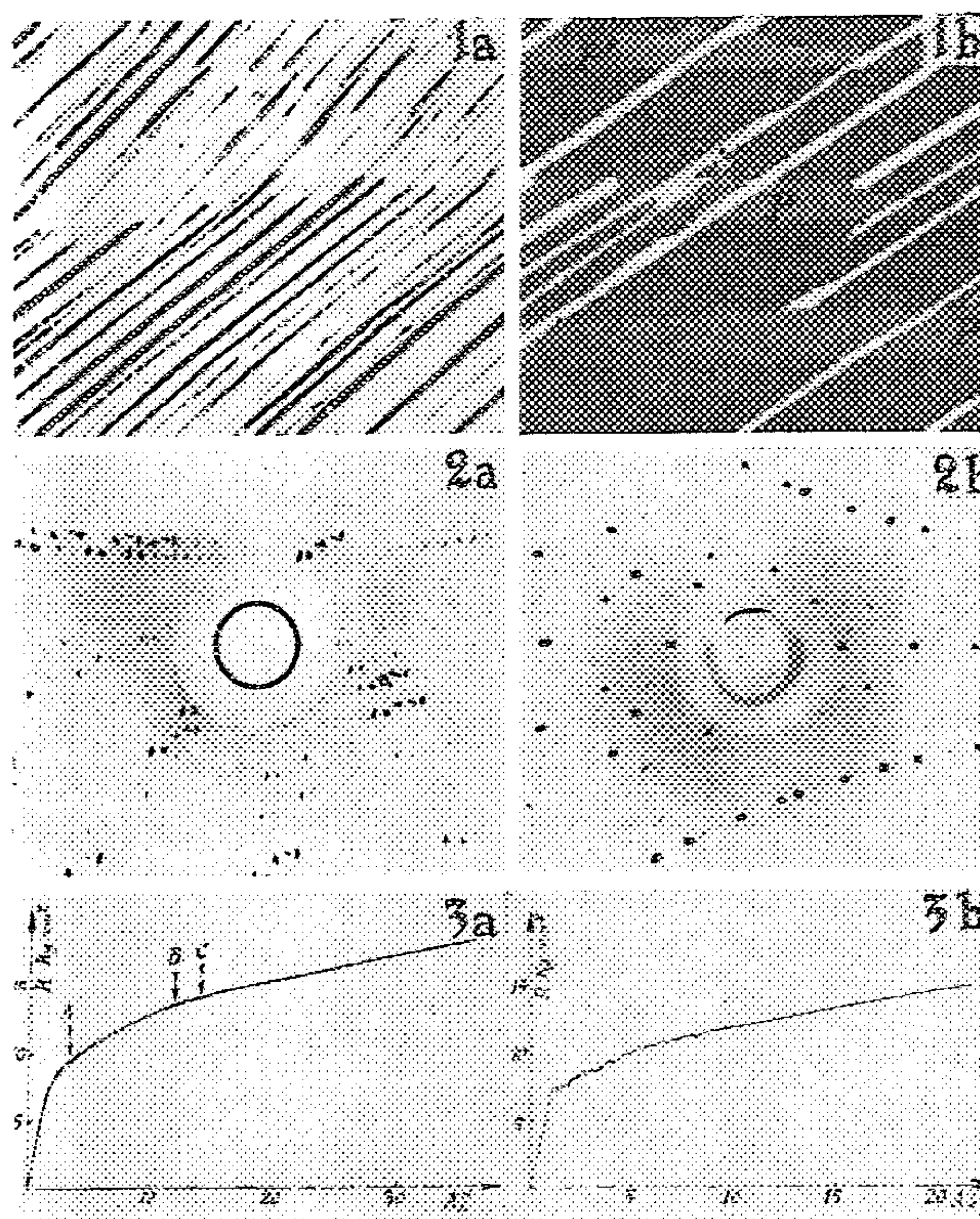
Les conditions de croissance des cristaux de départ sont les suivantes. Des bandes de 3 à 4 mm de large et 40 à 100 mm de long sont découpées dans une tôle d'uranium laminé de 0,5 à 1 mm d'épaisseur. Celles-ci sont déplacées à la vitesse de 3 à 5 mm/h dans un four présentant un gradient de température de 100 à 120° C/cm dans la zone de température $\beta \rightarrow \alpha$. Ce gradient élevé permet de minimiser le long de la bande de métal les déplacements du front isotherme $\beta \rightarrow \alpha$ entraînés par les faibles oscillations dans la régulation thermique du four. Une variation de $\pm 1°$ provoque ainsi un déplacement de l'isotherme $\beta \rightarrow \alpha$ de 0,2 mm seulement. La croissance des monocristaux à structure « rubanée » classique est facilitée si le passage de β en α est précédé d'un refroidissement de γ en β.

Une fois le cristal imparfait obtenu, il faut définir l'écrouissage par traction minimum à lui appliquer pour qu'il recristallise par recuit. Suivant l'orientation du cristal et l'écrouissage subi, des lignes de glissement, des macles et des bandes de déformation se développent successivement ou simultanément.

En conséquence, par recuit après un faible allongement, il y a *restauration* du monocristal en ce sens que celui-ci conserve sensiblement son orientation et ses imperfections initiales : seules certaines macles fines dues à la traction disparaissent, alors que d'autres s'élargissent (*fig.* 1). Après un allongement plus fort au contraire, le recuit provoque une vraie *recristallisation* à grains plus ou moins fins d'orientation différente de celle du cristal initial. Entre ces deux extrêmes, il existe une *valeur critique* de l'écrouissage donnant par recuit une structure à gros grains parfaits (*fig.* 2 *b*). Cet écrouissage critique varie suivant l'orientation du monocristal, comme dans le cas d'autres métaux (⁵).

La comparaison des courbes de traction d'un polycristal à grains fins et d'un monocristal imparfait de changement de phase explique l'échec de la méthode d'écrouissage critique appliquée aux polycristaux. La courbe de

traction de l'uranium polycristallin, comme on le sait déjà ([6]), ([7]), ne montre *aucune limite élastique*. Par contre, nous avons observé que la courbe de traction d'un monocristal présente une partie linéaire rigoureusement réversible typique d'une déformation élastique (*fig.* 3*a* et 3*b*). Le monocristal présente donc *une limite élastique* franche au-delà de laquelle il y a déformation plastique.



1. Monocristal imparfait de changement de phase.

a. Après traction de 2 %; nombreuses macles fines × (150).

b. Après restauration par recuit à 650°C. Il subsiste des bandes de polygonisation P, P' sur lesquelles viennent buter quelques macles élargies × (150).

2. Diagrammes de Laue en retour :

a. d'un monocristal polygonisé de changement de phase.

b. d'un cristal parfait obtenu par recuit du monocristal précédent écroui par traction.

3. Courbes de traction de monocristaux imparfaits tracées pour déterminer leur écrouissage critique.

a. Cristal de direction [$\bar{1}$20] parallèle à la traction : A. Apparition de macles (172) et de glissements (010); B. Écrouissage critique; C. Apparition de macles (130).

b. Cristal de direction [100] voisin de l'axe de traction. Charge de rupture : 35 kg/mm²; A % de rupture : 42 %; limite élastique : 6 kg/mm² (Valeurs corrigées).

Cette observation importante suggère que l'uranium polycristallin reste à la température ambiante soumis à de fortes contraintes internes. Celles-ci prennent naissance au cours du refroidissement en α du métal, par suite des

intéractions entre cristaux dues à l'anisotropie de dilatation de l'uranium α [8]. Ces contraintes seraient à la fois supérieures à la limite élastique et à l'écrouissage critique « possible » du métal. Au contraire, elles ne peuvent prendre naissance au cours du refroidissement d'un monocristal. Les monocristaux d'uranium α ont donc un comportement élastique et plastique normal.

(1) E. S. FISCHER, *Trans. A. I. M. E.*, 209, 1957, p. 882.
(2) R. W. CAHN, *Acta Mét.*, 1, 1953, p. 49.
(3) M. PRUNA, P. LEHR et G. CHAUDRON, *Revue de Métallurgie*, 51, 1954, p. 591; P. LEHR, *Thèse*, Paris, 1957.
(4) M. AUBERT, Rapport intérieur C. E. A., 1956 (non publié).
(5) B. JAOUL, I. BRICOT et P. LACOMBE, *Revue de Métallurgie*, 54, 1957, p. 2.
(6) F. G. FOOTE, *Physical Metallurgy of Uranium*, Conférence Internationale sur l'Utilisation Pacifique de l'Énergie atomique, Genève, 1955, p. 56.
(7) M. BERNARD, *Journées Métallurgiques d'Automne*, 1956, (Non publié), Rapport intérieur C. E. A., non publié.
(8) BRIDGE, SCHWARTZ et VAUGHAN, Battelle Memorial Institute.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Étude de l'effet Kirkendall et détermination des coefficients de diffusion chimiques et intrinsèques dans le couple* U-Mo. Note (*) de MM. **YVES ADDA** et **JEAN PHILIBERT**, transmise par M. Georges Chaudron.

Après avoir mis en évidence un effet Kirkendall très net dans la phase cubique centrée du couple U-Mo, nous avons calculé les coefficients de diffusion intrinsèques de l'uranium et du molybdène; dans ce but, nous avons d'abord déterminé les coefficients de diffusion chimique de 800 à 1050°, et leur variation avec la concentration; et ensuite effectué l'étude quantitative du phénomène Kirkendall.

Nous avons préparé les couples de diffusion, par soudage (1) à 600° sous forte pression, de plaquettes d'uranium (2) et d'un alliage U-Mo contenant 28 à 30 at % de molybdène; cet alliage était obtenu par fusion à l'arc en atmosphère d'argon purifié. Les « couples » sont chauffés sous un vide inférieur à 5.10^{-6} mm/Hg à des températures comprises entre 800 et 1050°. Après traitement thermique, les couples sont sectionnés perpendiculairement au front de diffusion, et polis métallographiquement. Les courbes concentration-pénétration sont alors déterminées par l'analyse point par point de ces échantillons au moyen du microanalyseur à sonde électronique suivant une technique déjà décrite à l'occasion d'une étude précédente (3) en utilisant la raie $L\alpha_1$ de l'uranium. Nous avons dépouillé ces courbes par la méthode de Matano (4) et calculé ainsi les coefficients de diffusion chimique $\tilde{D}$ et étudié leur variation avec la concentration. $\tilde{D}$ croît fortement avec la concentration en uranium (*fig.* 1).

Le tracé des courbes $\log\tilde{D} = f(1/T)$ (T étant la température de diffusion exprimée en degrés Kelvin) nous a permis de calculer l'énergie d'activation Q

pour la diffusion chimique, elle croît de Q = 34 000 cal/at-g pour une concentration atomique en uranium $N_u = 0,74$ à Q = 56 800 cal/at-g pour une concentration $N_u = 0,90$ puis décroît jusqu'à 47 500 cal/at-g pour $N_u = 0,98$ (*fig.* 2).

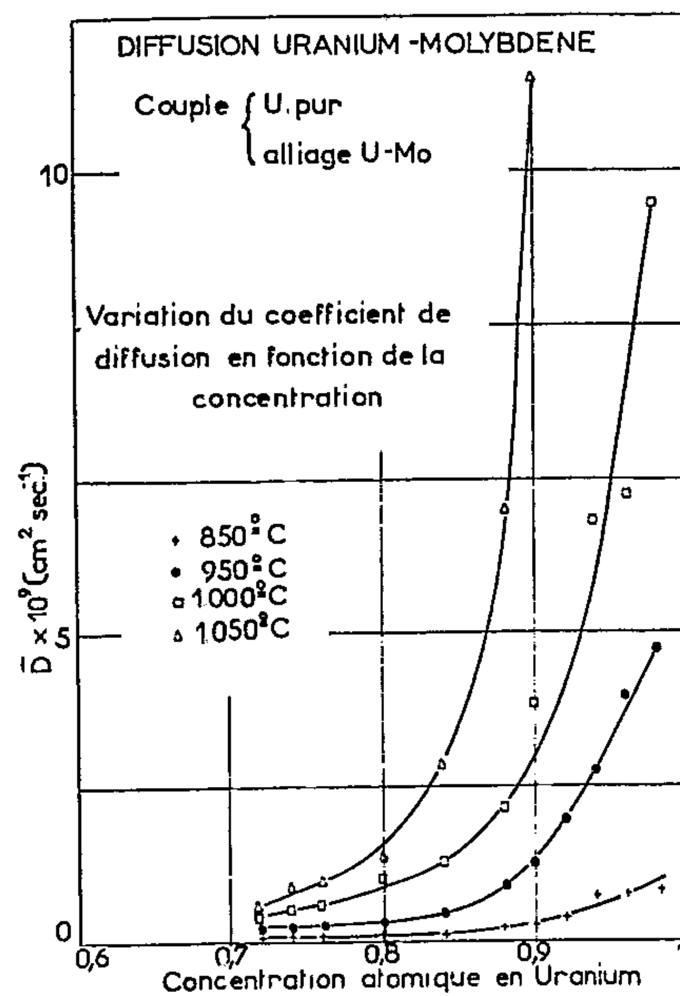


Fig. 1.

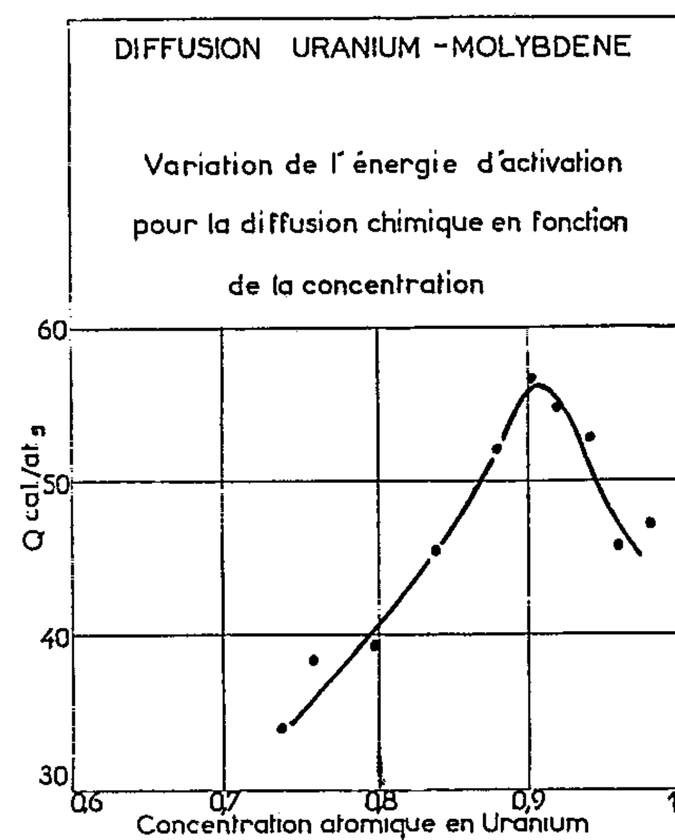


Fig. 2.

Les valeurs du coefficient de diffusion $\tilde{D}$, de l'énergie d'activation Q et du facteur de fréquence D_0 sont portées dans le tableau I.

TABLEAU I.

Conc. at. N_u.	$\tilde{D}$ (cm².s⁻¹) 850° C.	950° C.	1000° C.	1050° C.	Q (kcal/at-g).	D_0 (cm².s⁻¹).
0,74	$8,9.10^{-11}$	$2,6.10^{-10}$	$5,5.10^{-10}$	$8,6.10^{-10}$	34	$2,1.10^{-4}$
0,76	8,3 »	2,6 »	6 »	$1,1.10^{-9}$	38,5	4,5 »
0,80	9,9 »	3 »	$1,1.10^{-9}$	1,4 »	39,4	3.10^{-3}
0,84	$1,3.10^{-10}$	4,8 »	1,3 »	2,9 »	45,7	$9,6.10^{-2}$
0,88	2 »	8,9 »	2,3 »	7,1 »	52,2	3,2
0,90	2,6 »	$1,3.10^{-9}$	3,2 »	$1,5.10^{-8}$	56,8	28
0,92	4 »	2 »	5,7 »	1,7 »	55	16
0,94	6,9 »	2,8 »	6,9 »	1,7 »	53	20
0,96	6,2 »	4 »	7,4 »	1,5 »	45,8	$5,8.10^{-1}$
0,98	8,3 »	4,8 »	$1,2.10^{-8}$	1,7 »	47,5	2,2

Par ailleurs, nous avons mis en évidence un effet Kirkendall dans la phase γ cubique centrée. Les déplacements x_i de l'interface repéré au moyen d'une technique déjà décrite ([5]), déplacements qui caractérisent ce phénomène, sont

mesurés par observation microscopique; ils varient comme la racine carrée de la durée de diffusion (*fig.* 3).

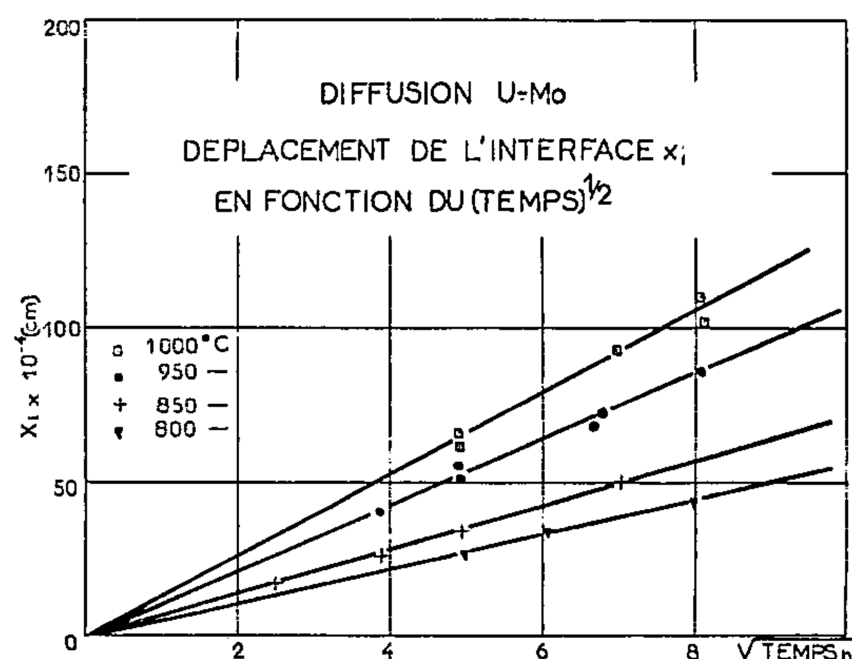


Fig. 3.

D'après nos mesures, ces déplacements x_i peuvent s'exprimer en fonction de la durée de diffusion t et de la température absolue T (*fig.* 4) :

$$x_i = 0{,}0563\, t^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{10\,300}{\mathrm{RT}}\right).$$

Connaissant la vitesse de déplacement de l'interface $v = x_i/2t$, le coefficient de diffusion chimique $\tilde{\mathrm{D}}$ et la concentration atomique en uranium et molyb-

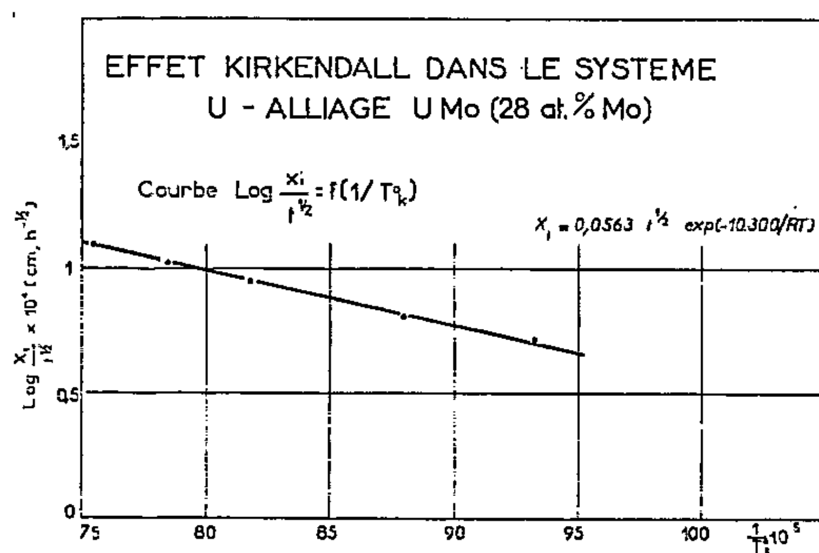


Fig. 4.

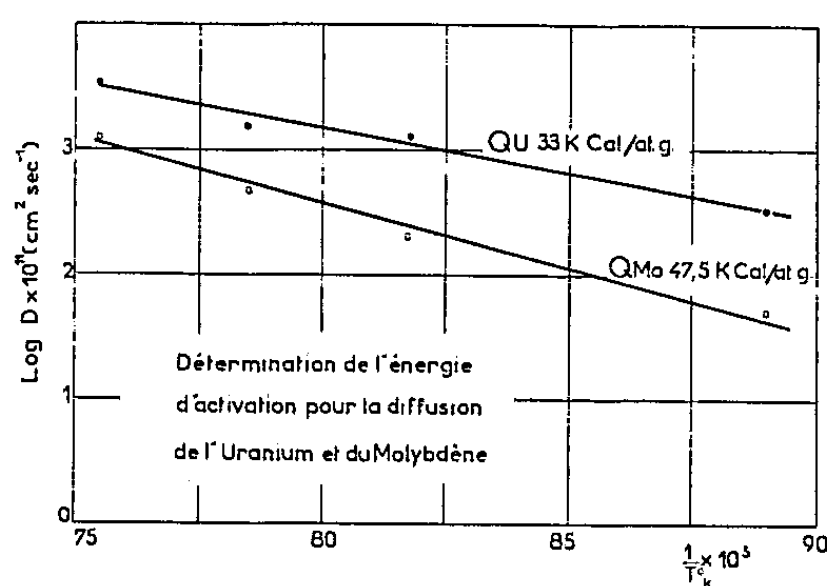


Fig. 5.

dène N_u et $\mathrm{N}_{\mathrm{M}_0}$ au niveau de cet interface, on peut, au moyen des équations de Darken ([6]) :

$$(1) \qquad v = (\mathrm{D}_u - \mathrm{D}_{\mathrm{M}_0})\frac{d\mathrm{N}}{dx},$$

$$(2) \qquad \tilde{\mathrm{D}} = \mathrm{N}_u \mathrm{D}_{\mathrm{M}_0} + \mathrm{N}_{\mathrm{M}_0} \mathrm{D}_u,$$

calculer les coefficients de diffusion intrinsèques de l'uranium et du molybdène D_u et $\mathrm{D}_{\mathrm{M}_0}$. Les résultats sont figurés dans le tableau II.

TABLEAU II.

Température	850°.	950°.	1000°.	1050°.
N_u	0,94	0,94	0,92	0,90
N_{M_0}	0,06	0,06	0,08	0,1
D_u ($cm^2.s^{-1}$)	$3,4.10^{-9}$	$1,4.10^{-8}$	$1,6.10^{-8}$	$3,4.10^{-8}$
D_{M_0} ($cm^2.s^{-1}$)	$5,2.10^{-10}$	$2,1.20^{-9}$	5.10^{-9}	$1,3.10^{-8}$

En première approximation, c'est-à-dire en négligeant les variations de concentration à l'interface, on peut calculer les énergies d'activation Q_u et Q_{M_0} pour les coefficients de diffusion intrinsèques de l'uranium et du molybdène (*fig.* 5) :

$$Q_u = 33 \text{ kcal/at-g} \quad \text{et} \quad Q_{M_0} = 47,5 \text{ kcal/at-g}.$$

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) Y. ADDA et J. PHILIBERT, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 3081.

(2) Il s'agit d'uranium préparé au Commissariat à l'Énergie atomique.

(3) Y. ADDA, J. PHILIBERT et Mme H. FARAGGI, *Revue de Métallurgie*, 54, 1957, p. 597.

(4) C. MATANO, *Jap. J. Phys.*, 8, 1933, p. 109.

(5) Y. ADDA, J. PHILIBERT et C. MAIRY, *Comptes rendu*, 243, 1956, p. 1115.

(6) L. S. DARKEN, *Trans. A. I. M. E.*, 175, 1948, p. 184.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Calcul des indices de liaison et des charges dans la liaison peptidique.* Note (*) de Mme **ANDRÉE GOUDOT**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous calculons les longueurs des liaisons CN et CO de la liaison peptidique à partir des indices de liaison et les charges des atomes N, C, O. Je vérifie ensuite si, comme le veut mon hypothèse, l'ion métallique peut être lié aux deux atomes N et O de la liaison peptidique à l'intérieur du complexe enzyme-métal-substrat.

Nous choisissons une molécule de dipeptide où les seuls électrons mobiles résonnent sur les atomes de la liaison peptidique. La diglycine, par exemple, qui ne contient pas d'autres liaisons multiples. On a alors un système de quatre orbitales π pour représenter les électrons mobiles de la liaison peptidique.

CALCUL DES INDICES ET DES LONGUEURS DE LIAISON DANS L'ÉTAT FONDAMENTAL. — A partir de l'équation séculaire qui nous a donné les niveaux d'énergie, il est possible de calculer les coefficients c^i pour chaque orbitale et pour chacune des liaisons.

L'indice de liaison CN est alors donné par $2c_{11}c_{21} + 2c_{12}c_{22}$. En remplacant les coefficients par leur valeur on obtient 0,5720.

Pour CO, de la même manière on a $2c_{21}c_{31} + 2c_{22}c_{32} = 0,6674$.

On peut à partir de ces indices de liaison calculer la longueur des liaisons correspondantes. W. Gordy (1) a proposé une relation permettant de calculer

les longueurs des liaisons $N = aR^{-2} + b$, où N est l'ordre de liaison, R la longueur de la liaison, a et b deux constantes déterminées par Gordy et qui dépendent également de la liaison considérée.

Liaison CN. — L'ordre de liaison étant 1 pour une liaison simple, pour la liaison peptidique il est de $1 + 0,5720 = 1,5720$.

Pour CN, la valeur de la constante a est de 6,48 et celle de b est de — 2. On en déduit pour la longueur de la liaison CN que

$$R^2 = \frac{a}{N - b} = 1,8141, \qquad \text{d'où} \qquad R = 1,34 \text{ Å}.$$

Selon Pauling on a pour CN dans la glycylglycine 1,32 et pour l'urée 1,34.

Liaison CO. — L'ordre de liaison d'après l'indice de liaison calculé est de 1,6674. Suivant les données de W. Gordy pour CO, la constante a est égale à 5,75 et b a la valeur — 1,85. D'où

$$R^2 = \frac{a}{N - b} = 1,6347 \qquad \text{et} \qquad R = 1,27 \text{ Å}.$$

L. Pauling a donné pour cette liaison la valeur moyenne de 1,29 Å.

Charges électriques des atomes. — N la charge électrique est donnée par $2c_{11}^2 + 2c_{12}^2 = 1,7782$.

D'où l'excès de charge positive est de $2 - 1,7782 = +0,2218$.

C La charge est de $2c_{21}^2 + 2c_{22}^2 = 0,5232$.

Ce qui représente une charge positive de $1 - 0,5232 = +0,4768$.

O La charge est donnée par $2c_{31}^2 + 2c_{32}^2 = 1,6984$. D'où un excès de charge négative de $1 - 1,6984 = -0,6984$.

L'hydrolyse de la liaison peptidique est alors difficile en milieu neutre puisque N étant positif ne peut se lier à H^+. Par contre C étant positif peut se lier à OH^- dans un milieu basique.

Après polarisation de la liaison peptidique par un cation. — A l'approche d'un accepteur une paire d'électrons libres vient se fixer sur N. L'indice de liaison CN est alors de 1. En prenant la relation de Gordy on a alors pour la longueur de la liaison C — N,

$$R = \sqrt{\frac{6,48}{1 + 2}} = 1,47 \text{ Å}.$$

De l'équation séculaire après polarisation, on peut calculer de nouveaux coefficients c', à partir desquels il est possible de calculer l'indice de liaison C=O. On a $2c_{21}c_{31} = 0,813526$. D'où l'on peut déduire la longueur de la liaison C=O soit R = 1,25 Å ; Comme il fallait s'y attendre la liaison C = O s'est raccourcie et se rapproche de la liaison double idéale.

Charges sur les atomes. — N ayant la charge 2 est neutre. La charge sur C est donnée par $2c_{12}^2 = 0,4186125$, d'où un excès de charge positive de

$1 - 0,4186125 = + 0,5813875$. C est plus fortement positif qu'avant polarisation.

La charge sur O est devenue $2c_{3,1}^2 = 1,5899762$. D'où l'excès de charge est devenu $- 0,5899762$.

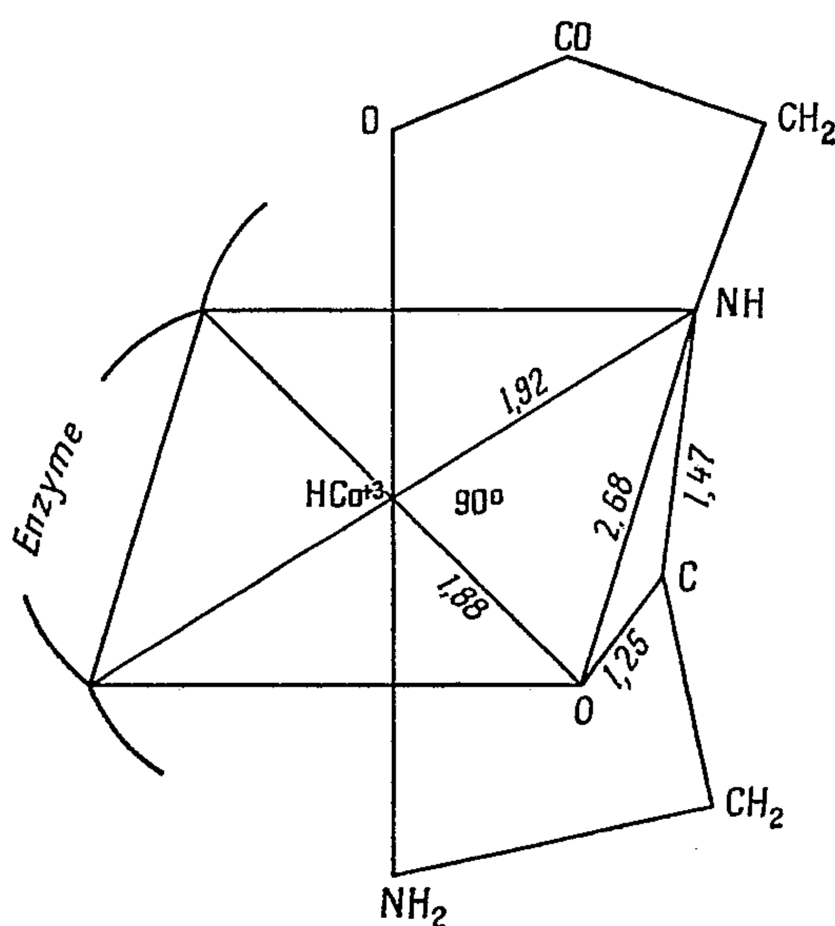
Structure du complexe enzyme métal-substrat. — Prenons comme modèle la dipeptidase activée par l'ion Co^{+2} qui catalyse la rupture de la liaison peptidique dans la glycylglycine.

Dans le complexe hexavalent enzyme-métal-substrat j'ai supposé l'ion métallique lié par deux liaisons hybrides à l'enzyme et par quatre liaisons d'hybridation au substrat. Les groupements polaires du substrat supposés liés à l'enzyme sont alors pour la diglycine : $^+NH_3$, CO^-, ^+NH, COO^-. Dans le plan médian de l'octaèdre l'ion central est lié à deux atomes de l'enzyme et aux atomes O et N de la liaison peptidique. L'ion métallique occupe le centre et est à l'intersection de quatre liaisons hybrides à angle droit.

Considérons le triangle rectangle N-Co-O. Les deux côtés de l'angle droit $\widehat{\text{N-Co-O}}$ ont pour longueurs

$$\text{N-Co}^{\text{II}} = 1,32\ \text{Å} + 0,70\ \text{Å} = 2,02\ \text{Å},$$
$$\text{O-Co}^{\text{II}} = 1,32\ \text{Å} + 0,66\ \text{Å} = 1,98\ \text{Å}.$$

Si les deux atomes N et O de la liaison peptidique tendent à se lier avec l'on métallique, les deux liaisons NC et CO se trouvent dans le prolongement l'une de l'autre. A l'approche du cation, $N - C = O$ représente une longueur de $1,47\ \text{Å} + 1,25\ \text{Å} = 2,72\ \text{Å}$.



D'autre part l'hypoténuse du triangle rectangle N-Co-O a une longueur calculée de $\sqrt{(2,02)^2 + (1,98)^2} = 2,82\ \text{Å}$.

Cependant dans la formation du complexe hexavalent, il est nécessaire qu'un électron $3d$ de l'ion cobalteux soit promu sur une orbite externe $4d$ instable. Il peut alors être capté sur une orbite libre du système délocalisé qui après polarisation est $C = O$. Or selon Mulliken $C = O$ est un accepteur π.

L'ion central est devenu cobaltique et nous avons alors

$$\text{N-Co}^{\text{III}} : \quad 1,22 + 0,70 = 1,92 \text{ Å}, \qquad \text{O-Co}^{\text{III}} : \quad 1,22 + 0,66 = 1,88 \text{ Å},$$
$$\sqrt{(1,92)^2 + (1,88)^2} = 2,68 \text{ Å}.$$

Le complexe de transition enzyme-métal-substrat a alors la structure de la figure.

(*) Séance du 23 décembre 1957.
(*) *J. Chem. Phys.*, 15, 1947, p. 305.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Mise en solution des matières végétales par l'acide nitrique ordinaire après pyrogénation ménagée.* Note de M. **Robert Delavault**, présentée par M. Paul Pascal.

Il existe un degré de carbonisation du bois, vers 325°, pour lequel il devient facilement soluble dans l'acide nitrique ordinaire. On peut le démontrer en chauffant l'extrémité d'une petite baguette, par exemple une allumette, dans la flamme réductrice d'un brûleur Bunsen pendant environ 30 s, sans que le reste s'enflamme. Elle présentera sur sa longueur tous les degrés de carbonisation; en la traitant vers 50° par l'acide nitrique à 70 %, la partie noire se sépare, et seulement une très petite longueur se dissout, ce qui montre un minimum de résistance à l'acide nitrique, pour un degré défini de carbonisation. En chauffant à différentes températures, cet optimum a été trouvé voisin de 325° et peut s'obtenir par le benzoate de benzyle bouillant, à défaut de thermostat; 2 à 5 mn suffisent si les échantillons ou leurs fragments n'ont pas plus de quelques millimètres d'épaisseur.

Cette observation permet de comprendre les irrégularités d'action du mélange sulfonitrique : si la température favorable n'est pas atteinte, l'attaque est très lente; si la chaleur dégagée par la déshydratation de la matière organique fait qu'elle soit dépassée, la carbonisation rend la matière organique résistante.

Le produit obtenu réagit très aisément avec l'acide nitrique légèrement chauffé, pris environ cinq fois son poids, en dégageant des vapeurs rutilantes. L'opération exige un récipient assez large pour éviter l'entraînement des très grosses bulles formées.

L'acide retient en solution une petite quantité de produits organiques,

qui précipite par addition d'eau, et qui doit dans certains cas être détruite par un réactif plus énergique. Mais la solution apparaît homogène et pourrait être utilisée directement pour l'analyse spectrale à la flamme. Si la température favorable n'a pas été dépassée, elle ne contient pas de produits graphitiques noirs, très difficilement oxydés.

La grande activité chimique du produit de pyrogénation est due vraisemblablement à l'existence de liaisons chimiques incomplètes; elle est à rapprocher de celle du charbon « roux », préféré pour faire la poudre noire.

Le résidu organique n'a pas été identifié; il est possible qu'il contienne de l'acide mellique, et que la température de carbonisation joue un rôle important dans la préparation de ce composé par l'action de l'acide nitrique sur le charbon de bois, qui donne des résultats extrêmement irréguliers.

Une grande variété de produits végétaux : bois de hêtre, de pin, papier filtre, coton, orge, prêle, varech, ont été traités avec succès. Les trois derniers sont difficiles à incinérer de façon satisfaisante, même s'ils ont été préalablement moulus.

Même si elle ne doit servir que de traitement préliminaire, cette méthode présente de sérieux avantages surtout pour le contrôle de la nutrition des plantes par l'analyse foliaire de H. Lagatu et M. Maume (1). L'attaque ayant lieu sans mousse ou carbonisation peut donc être conduite par séries nombreuses, avec un minimum de surveillance, surtout lorsque le matériel est familier.

La plus grande partie de la matière organique est détruite par un réactif obtenu pur et à bon marché dans le commerce, facile à distiller, et la consommation de réactif plus énergique, pour terminer la dissolution, est considérablement réduite, ce qui permet d'envisager des composés jusqu'ici écartés pour des raisons de prix, de danger d'explosion, de difficulté de préparation ou de purification. Par exemple, l'acide pernitrique, l'acide monopersulfurique, les nitrates fondus.

(1) H. Lagatu et M. Maume, *Comptes rendus*, 179, 1924, p. 782.

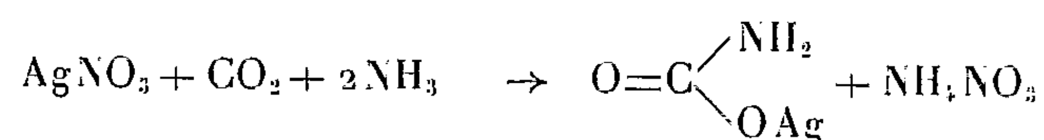
CHIMIE MINÉRALE. — *Préparation des carbamates d'argent et de cuivre II.* Note (*) de M. **Maurice Bernard**, présentée par M. Louis Hackspill.

Nous avons préparé les carbamates d'argent et de cuivre par double décomposition dans l'ammoniac liquide entre le carbamate d'ammonium et les nitrates d'argent ou de cuivre. Les carbamates insolubles dans l'ammoniac précipitent.

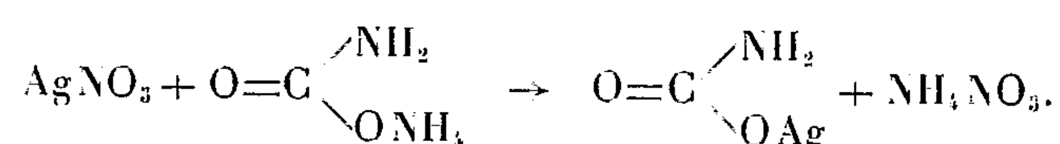
Nous avons, dans une Note précédente (1), exposé le principe d'une méthode générale de préparation des carbamates métalliques insolubles dans

l'ammoniac liquide. Cette méthode nous ayant permis l'obtention rapide et à l'état pur des carbamates de sodium, potassium, rubidium et césium (2), nous avons cherché à l'appliquer aux métaux usuels de la colonne IB de la classification périodique, c'est-à-dire à l'argent et au cuivre.

Carbamate d'argent. — Pour préparer le carbamate d'argent, nous dissolvons dans 300 ml environ d'ammoniac liquide 30 g de nitrate d'argent pur. Cette solution est traitée par 7 g d'anhydride carbonique solide, c'est-à-dire par une quantité légèrement inférieure à la quantité stœchiométrique d'après la réaction

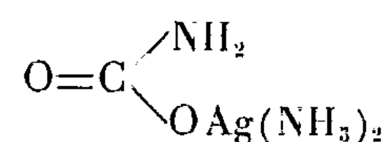


ou



Ceci afin d'éviter la formation de carbamate d'ammonium difficile à éliminer de l'insoluble final. Le mélange refroidi par un mélange acétone-neige carbonique est agité en atmosphère sèche pendant environ 5 h. Le précipité est alors très rapidement filtré sous vide sur un filtre en verre fritté, lavé à l'ammoniac liquide pour éliminer le nitrate d'argent en excès et le nitrate d'ammonium, essoré et séché en atmosphère sèche.

Les analyses du produit obtenu sont en bon accord avec la formule



Ramenés à 1 g de sel, nous obtenons par exemple :

	Poids		
	CO_2.	NH_3.	Ag.
Expérimental	0,212 g	0,250 g	0,542 g
Théorique	0,218 g	0,252 g	0,535 g
Différence	−2,7 %	−0,8 %	+1,3 %

Il est possible de distinguer l'azote des groupements NH_2 et NH_3 dans la molécule par l'action d'une solution alcaline de NaOCl qui dégage seulement l'azote des groupements NH_3 (3), alors qu'une solution de NaOBr dégage la totalité de l'azote du carbamate.

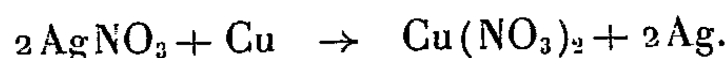
Voici, ramenés aux conditions normales, les volumes d'azote obtenus en faisant agir un excès de NaOCl et de NaOBr sur 1 g du sel.

	NaOCl.	NaOBr.
Expérimental	114 ml	59 ml
Théorique	111 ml	55,5 ml

Le sel obtenu est blanc, possède une forte odeur d'ammoniac, est hygroscopique mais stable en tube fermé. Il est lentement décomposé par la lumière et devient jaune puis marron foncé au bout d'une dizaine de jours. La transformation est très rapide à chaud et le produit obtenu explose vers 95°C en laissant un résidu d'argent. Son analyse est en bon accord avec la formule OCNAg, $2NH_3$.

Le carbamate d'argent est soluble dans l'eau en donnant une solution incolore, l'ion carbamique étant rapidement transformé d'ailleurs en ion carbonique par l'eau. Le rendement de préparation est presque quantitatif par rapport à la masse d'anhydride carbonique utilisée.

Carbamate de cuivre. — Pour le carbamate de cuivre, nous préparons au préalable une solution de nitrate de cuivre anhydre dans l'ammoniac liquide en déplaçant l'argent du nitrate d'argent par du cuivre réduit [1] d'après la réaction



$$2AgNO_3 + Cu \rightarrow Cu(NO_3)_2 + 2Ag.$$

A cet effet, nous agitons pendant 12 h environ dans une bombe en acier inoxydable, fermée, à la température ambiante, de l'ammoniac liquide en excès, du nitrate d'argent et un excès de cuivre réduit. La solution de nitrate de cuivre de couleur bleu violet foncé est filtrée pour éliminer l'argent et le cuivre en excès, diluée avec de l'ammoniac liquide et traitée comme il a été exposé ci-dessus par une quantité convenable d'anhydride carbonique. Après 6 h environ d'agitation, le précipité est filtré, lavé et séché à l'abri de l'humidité. Les analyses sont en bon accord avec la formule $Cu(NH_2COO)_2$, $4NH_3$. Pour 1 g de sel, par exemple, nous obtenons :

	Poids		
	CO_2.	NH_3.	Cu.
Expérimental	0,353 g	0,410 g	0,246 g
Théorique	0,350 g	0,402 g	0,253 g
Différence	+0,9 %	+2 %	−2,8 %

Il ne nous a pas été possible toutefois d'utiliser, ici, avec netteté, l'action de NaOCl pour distinguer l'azote des groupements NH_3 et NH_2 car la solution alcaline de NaOCl est lentement décomposée à froid par le carbamate avec dégagement d'oxygène.

Le carbamate de cuivre est un sel bleu foncé, à forte odeur d'ammoniac, hygroscopique mais stable en tube fermé. Il est soluble dans l'eau en donnant une solution bleu foncé où se produit rapidement, comme pour les autres carbamates, la transformation de l'ion carbamique en ion carbonique.

En résumé, il est possible de préparer à l'état de pureté les carbamates de cuivre II et d'argent respectivement tétra- et diamminés.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) BERNARD, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 844.

(2) BERNARD, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1528.

(3) FENTON, *J. Chem. Soc.*, 35, 1879, p. 12 et *Proc. Roy. Soc.*, 39, 1885, p. 386.

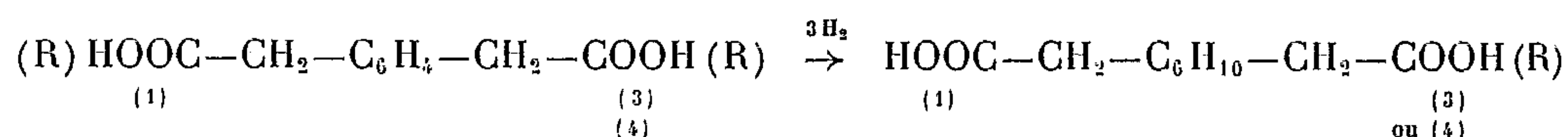
(4) GUNTZ-MARTIN, *Bull. Soc. Chim.*, 7, 1910, p. 313.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les acides méta et para-cyclohexane-diacétiques.* Note (*) de MM. **Henry Gault** et **Léonce Laloi**, présentée par M. Marcel Delépine.

Alors que dans le groupe des acides phtaliques, l'hydrogénation des trois acides isomères, ortho, méta et para, a conduit aux diacides cyclohexaniques, juxtacycliques correspondants, c'est-à-dire les acides *o*-, *m*- et *p*-cyclohexane-dicarboxyliques, la littérature mentionne exclusivement, dans le groupe des acides phénylène-diacétiques, les recherches relatives à l'hydrogénation de l'isomère ortho (1), (2), hydrogénation génératrice de l'acide *o*-cyclohexane-diacétique.

Les isomères méta et para dans lesquels les deux groupements carboxyles terminaux sont séparés par un nombre de chaînons hydrocarbonés supérieur à quatre, pouvant, de ce fait, présenter un intérêt particulier comme matières premières en vue de synthèses ultérieures ou, directement, comme points de départ pour l'obtention de polyamides et de polyesters à longues chaînes carbonées, nous nous sommes proposés d'en étudier les possibilités d'obtention et de transformation chimiques.

Nous exposons dans cette communication les résultats que nous avons obtenus en soumettant ces acides à l'hydrogénation catalytique en présence de nickel Raney (I) d'une part, et d'oxyde de platine (II) d'autre part.



1. HYDROGÉNATION CATALYTIQUE EN PRÉSENCE DE NICKEL RANEY. — Nous avons soumis uniquement l'ester *p*-phénylène-diacétique à ce mode d'hydrogénation dans les conditions que nous décrivons ci-après :

On agite, à l'autoclave, une solution alcoolique d'ester *p*-phénylène diacétique (F 48°; $É_1$ 148°) en présence de nickel Raney sous une pression d'hydrogène de 200 kg et à la température de 190°. L'absorption d'hydrogène, rapide au départ, se poursuit lentement et s'arrête après 6 h d'agitation lorsque la pression est descendue à 130 kg. Après évaporation de la solution alcoolique, on recueille, à côté de 50 % d'ester non transformé, deux produits liquides : $É_{15}$ 124-128°, 20 %, et $É_{15}$ 164-166°, 30 %.

Les déterminations analytiques auxquelles nous avons pu les soumettre

(dosage de C et H, indice de saponification), permettent de penser que le premier pourrait être un produit d'hydrogénolyse ne renfermant plus qu'une seule fonction ester, et le second, sinon le diester attendu, tout au moins un mélange de produits diversement hydrogénés.

2. Hydrogénation catalytique en présence d'oxyde de platine. — Afin d'obtenir une hydrogénation complète du noyau aromatique tout en évitant les phénomènes secondaires d'hydrogénolyse, nous avons soumis les esters *m*- et *p*-phénylène-diacétiques à l'action de l'hydrogène en présence d'oxyde de platine. Par ce moyen, on obtient, avec un rendement quantitatif, les composés alicycliques correspondants.

Nous nous réservons de chercher, dans une étude ultérieure, à déterminer les conditions nécessaires pour atteindre, si cela est possible, les mêmes résultats au moyen du nickel Raney.

1° *Esters p- et m-cyclohexane-diacétiques.* — Exemple : dans un appareil à hydrogénation sous pression ordinaire on introduit une solution de 22,2 g d'ester *p*-phénylène-diacétique dans 85 ml d'acide acétique cristallisable avec 1,5 g d'oxyde de platine. L'absorption d'hydrogène atteint régulièrement la quantité théorique après 3 h d'agitation. Après séparation du platine et évaporation du solvant, on recueille l'ester *p*-cyclohexane-diacétique sous forme d'une huile incolore ($É_{15}$ 172°; $n_D^{29,4}$ 1,4518). Le rendement est quantitatif.

Nous avons obtenu d'une manière analogue, l'ester *m*-cyclohexane-diacétique, également liquide ($É_{20}$ 180°; $n_D^{29,4}$ 1,4510).

Déterminations analytiques :

Trouvé (%)	C.	H.
Ester méta	65,40	9,53
Ester para	65,54	9,53
Calculé pour $C_{14}H_{24}O_4$ (M = 256)	65,70	9,37

2° *Acides m- et p-cyclohexane-diacétiques.* — L'hydrogénation des acides *m*- et *p*-phénylène-diacétiques, effectuée dans des conditions analogues à celles que nous venons de décrire à propos de leurs esters, nous a conduits quantitativement aux acides saturés correspondants, la réduction étant toutefois moins rapide (9 h environ) que dans le cas des esters.

Obtenus également par saponification des esters éthyliques correspondants, les acides *m*- et *p*-cyclohexane-diacétiques, purifiés par recristallisation dans l'eau, sont des solides blancs, fondant respectivement à 172 et 132°.

Déterminations analytiques :

Trouvé %	C.	H.
Acide méta	60,40	8,35
» para	60,09	8,02
Calculé pour $C_{10}H_{16}O_4$	60	8

M (par titrimétrie) : Acide méta, 201; acide para, 198-200; calculé, 200.

Dans une étude préliminaire de leur comportement chimique, nous avons pu préparer facilement, au moyen des techniques habituelles, les chlorures et les amides des acides *m*- et *p*-cyclohexane-diacétiques.

Chlorures d'acides. — Par action du chlorure de thionyle, nous avons obtenu les chlorures des acides *m*- et *p*-cyclohexane-diacétiques sous la forme de liquides, d'odeur piquante, et fumant légèrement à l'air, avec des rendements de 70 à 80 %.

Chlorure méta : É 167-169°; $n_D^{23,1}$ 1,4948;
Chlorure para : É 170-172°; $n_D^{23,1}$ 1,4958.

Amides. — Les amides, obtenus par action des chlorures d'acides sur l'ammoniaque concentrée et froide, sont des solides blancs, très peu solubles dans l'alcool, dans lequel on peut les recristalliser.

p-cyclohexane-diacétamide : F 248;
m-cyclohexane-diacétamide : F 218°.

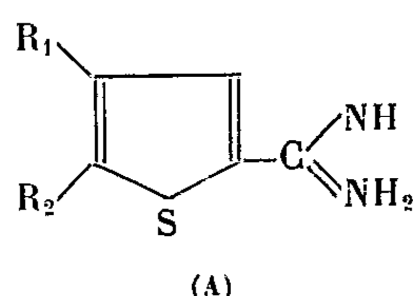
(*) Séance du 23 décembre 1957.
(1) Hückel et Friedrich, *Ann. Chem.*, 451, 1927, p. 146.
(2) Coffey, *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, 42, 1927, p. 417.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Amidines thiophéniques.* Note (*) de MM. **Raymond Delaby**, **Pierre Reynaud** et Mme **Pierre Berçot**, présentée par M. Marcel Delépine.

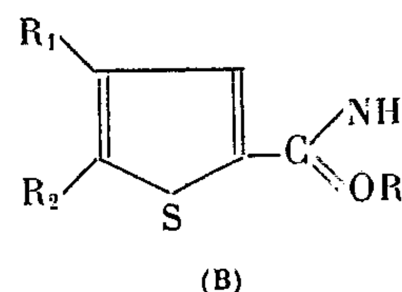
Les recherches que nous avons entreprises sur la chimiothérapie des amidines hétérocycliques nous ont incités à effectuer la synthèse d'amidines à noyau thiophénique, à côté de celles d'amidines simples et diéthylsubstituées des trois acides pyridine-carboxyliques que nous avons déjà fait connaître (1).

Dans cette série de composés à noyau sulfuré, O. Dann et Müller (2) ont montré que l'acide nitro-5 thiophènecarboxylique-2 ou nitro-5 thénoïque-2 inhibait la croissance du staphylocoque à la concentration de 3.10^{-5} et que le blocage de la fonction acide sous forme d'amide ou d'ester améliorait encore cette action. Les dérivés nitrés du thiophène ont fait depuis l'objet de plusieurs communications ou brevets (3), (4), (5) concernant leurs effets inhibiteurs sur les bactéries et il semble que ces investigations aient pu être stimulées par la découverte des actions remarquables de dérivés nitrés tels que la semicarbazone du nitro-5 furfural ou le chloramphénicol. Aussi nous a-t-il paru intéressant de tenter la synthèse des amidines de l'acide thiophènecarboxylique-2 et de ses dérivés nitrés en 4 ou en 5 (formule A), ainsi que celle de son dérivé chloré en 5 puisque, selon certains (6), le substituant halogéné joue aussi un rôle bactéricide.

A notre connaissance, la seule amidine connue dans cette série est l'amidine de l'acide thiophènecarboxylique-2 ou thénamidine-2 préparée par K. Freudenberg [7] dans un tout autre dessein :

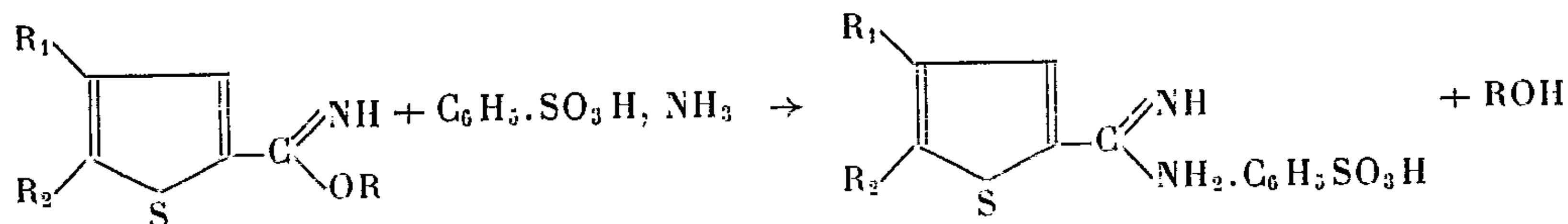


(A)



(B)

Nous avons préparé les amidines décrites ci-dessous à partir des iminoesters sous forme de bases B (iminothénoates) qu'on chauffe en solution alcoolique pendant une demi-heure avec du benzène sulfonate d'ammonium :



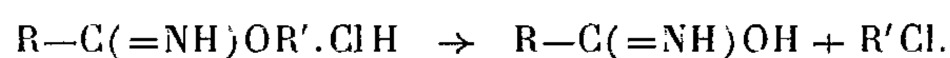
Les iminothénoates proviennent eux-mêmes — en bon rendement — du déplacement des chlorhydrates par l'ammoniac à basse température (— 4°) et purification par distillation ou par cristallisation.

A titre d'exemple, indiquons la synthèse de la *chloro-5 thénamidine-2* (formule A avec $R_1 = H$ et $R_2 = Cl$).

Le *chloro-5 iminothénoate de méthyle* (formule B avec $R_1 = H$, $R_2 = Cl$, $R = CH_3$), est obtenu à partir de 5,23 g de chlorhydrate de cet iminoester, mis en suspension dans 20 ml de méthanol et refroidi à — 15°, dans lequel barbote lentement un courant d'ammoniac de façon que la température ne dépasse pas — 4° pendant 15 mn; après addition de 150 ml d'eau glacée, le liquide est extrait trois fois par l'éther. La solution éthérée est lavée à l'eau, séchée sur sulfate de sodium anhydre. Après élimination du solvant, on isole 3,40 g de chloro-5 iminothénoate de méthyle à 113° sous 13 mm.

Pour passer au sel d'amidine, on chauffe durant 30 mn à reflux dans 5 ml de méthanol : 2,34 g de l'iminoester ainsi obtenu (0,013 mole) et 2,33 g de benzène sulfonate d'ammonium (0,013 mole). On évapore à sec et fait recristalliser dans le méthanol. Le *benzène sulfonate de chloro-5 thénamidine-2* est fusible à 196°; le rendement est de 85 %.

Ci-après quelques constantes des benzènes sulfonates d'amidines et des produits intermédiaires obtenus au cours de leur synthèse. Les points de fusion indiqués pour les chlorhydrates d'iminoesters sont des points de décomposition et correspondent plutôt aux amides. On sait en effet que les chlorhydrates d'iminoesters perdent à la chaleur les éléments de l'halogénure d'alcoyle en laissant l'amide :



$$R{-}C(=NH)OR'.ClH \rightarrow R{-}C(=NH)OH + R'Cl.$$

	$R_1 = R_2 = H$.	$R_1 = H$, $R_2 = NO_2$.	$R_1 = NO_2$, $R_2 = H$.	$R_1 = H$, $R_2 = Cl$.
Nitriles (R_1, R_2-thiophène —CN)	(*a*)	(*a*)	(*a*)	É$_{14}$ 89° (*b*)
Chlorhydrates d'iminoesters (—C(=NH)OR.ClH)	R = CH_3 F (déc.) 170° Rdt 92 %	R = CH_3 F (déc.) 170° Rdt 93 %	R = CH_3 F (déc). 180° Rdt 95 % R = C_2H_5 F (déc.) 180° Rdt 80 %	R = CH_3 F (déc.) 175° Rdt 92 % R = C_2H_5 F (déc.) 174° Rdt 90 %
Iminothénoates (—C(=NH)OR)	R = CH_3 É$_{13}$ 95°,5 Rdt 50 %	R = CH_3 F 75° (subl.) Rdt 90 % R = C_2H_5 F 99° (subl.) Rdt 90 %	R = CH_3 F 105° (subl.) Rdt 90 % R = C_2H_5 F 108° (subl.) Rdt 90 %	R = CH_3 É$_{13}$ 113° Rdt 80 % R = C_2H_5 É$_{13}$ 122° Rdt 80 %
Benzènesulfonates d'amidine (—C(=NH)$NH_2.C_6H_5SO_3H$)	F 110° (méthyl-éthylcétone) Rdt 83 %	F 236-237° (méthanol) Rdt 90 %	F 217° (méthanol) Rdt 90 %	F 196° (méthanol) Rdt 85 %

(*a*) P. Reynaud et R. Delaby, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1955, p. 1614; (*b*) préparé à partir du chlorothénaldéhyde-2, par déshydratation de l'oxime au moyen de l'anhydride acétique, selon E. Compaigne et W. L. Archer, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 989; Rdt 75 à 80 % à partir de l'aldéhyde.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) R. Delaby, P. Reynaud et T. Tupin, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 714.
(2) O. Dann et E. F. Müller, *Ber.*, **80**, 1947, p. 23.
(3) M. Bellenghi et coll., *Gazz Chim. Ital.*, **82**, 1952, p. 773.
(4) Dupont de Nemours, U. S. P. **2649461**, d'après *Chem. Abst.*, 1954, p. 8264.
(5) C. Van der Stelt, Aj. Zwart Voorspuij et W. Th. Nanta, *Chem. Abst.*, 1955, p. 10886.
(6) T. Takahashi, H. Saikachi, S. Yoshina et Ch. Nizuno, *J. Pharm. Soc. Japon*, **69**, 1949, p. 284.
(7) K. Freudenberg, H. Eichel et F. Leutert, *Ber.*, **65**, 1932, p. 1183.

(*Faculté de Pharmacie de Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Déshydratation d'alcools primaires saturés.* Note (*) de MM. **Georges Dupont**, **Raymond Dulou** et Mme **Yvonne Chrétien-Bessière**, présentée par M. Marcel Delépine.

Un essai de préparation de l'abiétate d'heptyle sous pression vers 350° ayant donné de l'heptène-1, nous avons pensé que le traitement d'un alcool primaire par de l'acide abiétique à haute température pourrait constituer une méthode facile de préparation des carbures vinyliques. Cette méthode remplacerait avantageusement dans certains cas la décomposition par pyrolyse de l'acétate.

Nous avons d'abord essayé de faire l'abiétate d'hexyle à pression ordinaire vers 260°, en éliminant l'eau au cours de la réaction, pour craquer ensuite l'ester. Mais l'estérification à 260° de l'acide abiétique est trop lente. Nous avons donc été amenés à rechercher des conditions dans lesquelles l'estérification et la déshydratation se superposent en évitant, autant que possible, l'isomérisation du carbure primaire formé.

Le procédé qui nous a donné satisfaction consiste à faire tomber l'alcool goutte à goutte sur la colophane chauffée à la température convenable et à distiller simultanément l'eau et le carbure formés. Le chauffage est continué quelque temps après l'addition de l'alcool pour entraîner le reste de carbure et d'alcool non transformé. Avec l'heptanol, nous avons obtenu les résultats suivants que nous nous sommes efforcés par la suite de généraliser avec d'autres alcools primaires. Les manipulations sont effectuées avec 1 mol d'heptanol (116 g) et 300 g de colophane (environ 1 mol d'acides résiniques). Les produits obtenus sont séparés par distillation. Les rendements sont calculés sans tenir compte de l'heptanol récupéré.

Température de la colophane (°C).	Durée d'addition de l'alcool.	Chauffage après addition.	Poids total recueilli (g).	Rendement en carbure (%).
370	3 h 30	0	184	57
350	3 h 50	0	105	64
	6 h	1 h à 360–370°	111	76
	10 h	1 h à 360°	129	83

Nous en avons tiré ces conclusions générales :

— il ne faut pas trop chauffer afin de limiter la formation d'huile de résine par la décomposition de la colophane à la température utilisée;

— il ne faut pas pour les alcools de masse moléculaire plus élevée faire la manipulation sous pression réduite ce qui facilite le départ d'huile de résine; il est préférable d'utiliser un faible courant d'azote qui entraîne les carbures en même temps qu'il protège la colophane de l'oxydation;

— d'autre part, la séparation carbure-alcool-huile de résine par la

distillation, facile dans le cas de l'heptanol, devient rapidement insuffisante à cause du rapprochement des points d'ébullition : il convient alors, avant la distillation, de chromatographier sur alumine;

— enfin, la méthode n'est utilisable que jusqu'au carbure dont le point d'ébullition est trop voisin de celui des carbures formant l'huile de résine pour être correctement séparé par distillation (soit environ 180° sous 20 mm). Nos expériences s'arrêtent au tétradécanol (tétradécène-1 : E_{15} 131-134°).

En utilisant ces conclusions, nous obtenons les résultats consignés dans le tableau qui suit.

Alcool.	Température (°C).	Durée de l'addition.	Chauffage après l'addition.	Méthode de séparation.	Étude du carbure.	Rendement en carbure (%).
Hexanol	330–340	7 h	1/2 h à 350°	Distillation	Raman, chromatographie en phase gazeuse	76
Heptanol	350	10 h	1 h à 360°			83
Octanol	330–340	7 h	2 h à 360°			85
Décanol	350	(7 h 30)	3 h à 350°	Chromatographie puis distillation	Raman, I. R.	72
Dodécanol	345–350	11 h	2 h à 360°			84
Tétradécanol ...	340–350	12 h	3 h à 360°			83

Remarques. — 1° Le rendement en hexène est inférieur à celui d'autres carbures car la durée de chauffage n'a pas été suffisante pour récupérer la totalité des produits.

2° Le rendement en décène est également inférieur à la moyenne, mais dans ce cas la température a baissé au cours de la réaction; elle est restée assez longtemps à 315–320° et une partie du décanol a distillé à ce moment.

3° Pour la déshydratation des trois derniers alcools, nous entraînons les produits formés par un faible courant d'azote.

4° Le tétradécanol (F 38°) est dissous dans le minimum d'éther pour éviter la cristallisation.

5° Les chromatographies sont faites sur alumine neutre de Woelm : nous éluons à l'éther de pétrole le mélange carbure-huile de résine, puis à l'éthanol les traces d'alcool non transformées souillées d'impuretés provenant de la colophane.

Étude des carbures. — Les spectres Raman ne permettent de distinguer que la double liaison vinylique : raie à 1 643 cm^{-1}.

Par contre, les chromatographies en phase gazeuse montrent de faibles épaulements doubles correspondant aux carbures éthyléniques en position 2 cis et trans (comparaison avec des carbures purs).

De même, les spectres infrarouges de l'hexène, de l'heptène et de l'octène montrent, en dehors des bandes intenses de la double liaison vinylique à 915 et 995 cm^{-1}, un épaulement à 965 cm^{-1} (double liaison CH=CH trans). Dans la région de 1 650 cm^{-1}, on ne distingue que le pic très aigu de la double liaison CH_2=CHR. Ces spectres nous indiquent également la présence d'une impureté entraînée (au plus, 1 %) dans la distillation (pic faible à 1 710 cm^{-1}) même avec ces carbures légers. Pour bien purifier les produits, la chromatographie est donc indispensable dans tous les cas.

Les spectres infrarouges du décène et du dodécène ont un pic faible

à 965 cm^{-1} et dans le cas du tétradécène, ce pic est plus accentué tout en restant moins intense que les pics à 915 et 995 cm^{-1}.

Cette méthode de déshydratation donne donc, jusqu'au dodécène inclus, de façon pratiquement spécifique des carbures avec une double liaison en bout de chaîne.

Nous nous réservons de poursuivre l'étude sur des alcools à chaîne ramifiée et sur des alcools éthyléniques.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(*École Normale supérieure, Paris*, 5e.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Réduction de mélanges de méthylvinylcétone et d'aldéhydes α-éthyléniques.* Note (*) de Mlle **Marie-Renée Monot**, présentée par M. Marcel Delépine.

Avec le zinc et l'acide acétique, le mélange méthylvinylcétone et aldéhyde α-éthylénique donne le glycol mixte correspondant.

Dans une précédente communication, nous avons montré que la réduction de la méthylvinylcétone par le zinc et l'acide acétique conduit à un mélange des deux formes stéréoisomères de l'α.α'-divinyl α.α'-diméthylglycol ([1]).

De même, la réduction d'un mélange d'aldéhydes α-éthyléniques donne les glycols mixtes, la proportion de ces glycols dépend du radical directement lié au groupement fonctionnel aldéhydique ([2]).

Nous avons effectué des réductions mixtes de méthylvinylcétone et d'aldéhydes α-éthyléniques, en vue d'essayer de préciser le mécanisme de la réaction. Dans le cas du mélange aldéhyde crotonique, méthylvinylcétone, le rendement en glycol mixte est pratiquement quantitatif. Il se forme toutefois une petite quantité de divinyldiméthylglycol, provenant de la réduction duplicative de la cétone seule. La séparation est facile, et le glycol mixte présente les caractéristiques suivantes :

Méthyl-3 heptadiène-1.5 diol-3.4 ($C_8H_{14}O_2$); $É_{15}$ 104-105° d_4^{20} 0,9726; n_D^{20} 1,478; R. M., calculé 40,1; trouvé 40,9.

Analyse : calculé %, C 67,57; H 9,93; trouvé %, C 67,68; H 10,2.

Nous avons essayé de confirmer la structure de ce glycol par son spectre infrarouge et son étude chimique. Le spectre infrarouge présente les bandes d'absorption 3300, 1645 et 1680 cm^{-1}, correspondant respectivement aux liaisons O—H, vinyle et propényle. La présence d'un groupe vinyle est confirmée par une bande faible vers 1820 cm^{-1}.

L'hydrogénation sur nickel de Raney donne le méthyl-3 heptane diol-3.4, dont l'oxydation au tétracétate de plomb conduit à un mélange de méthyléthylcétone et de butanal.

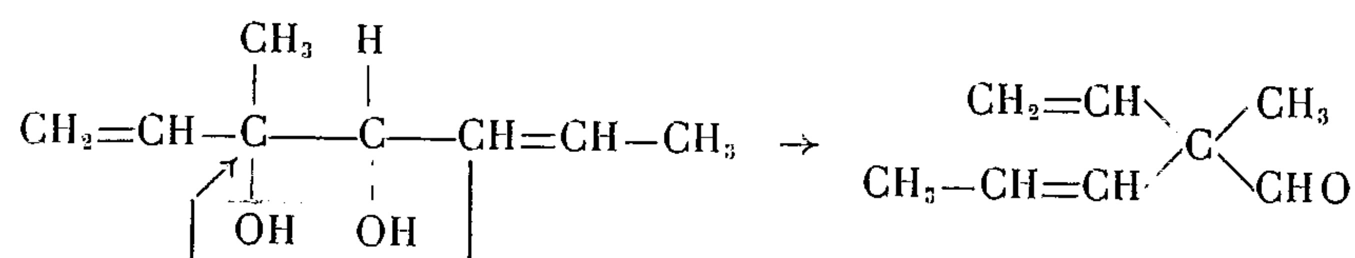
Le glycol biéthylénique provenant de la réduction a été traité par l'acide phosphorique à 85 %. Par entraînement à la vapeur, on peut isoler un produit coloré possédant un groupement carbonyle : il nous a fourni les dérivés :

Semicarbazone F 153-154°. Analyse : $C_9H_{15}N_3O$, calculé %, C 59,64; H 8,34; N 23,14; trouvé %, C 59,68; H 8,48; N 23,14.

Dinitro-2.4 phénylhydrazone F 109-110°. Analyse : $C_{14}H_{16}N_4O_4$, calculé %, C 55,11; H 5,29; N 18,42; trouvé %, C 55,25; H 5,30; N 18,41.

Le spectre infrarouge de ce produit présente les bandes d'absorption 1645, 1680, 1725 et 2760 cm^{-1}.

Ceci nous amène à penser que la déshydratation est accompagnée d'une transposition pinacolique, suivant le schéma [3]



Une fraction passant à température plus élevée n'a pas encore été étudiée.

La réduction d'autres mélanges d'aldéhydes et cétones éthyléniques, et l'étude de la déshydratation des glycols obtenus, est en cours. Nous pouvons indiquer qu'avec l'acroléine et la méthylvinylcétone, il se forme, à côté du glycol mixte, du divinylglycol. La séparation de ces deux composés présente de grandes difficultés.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) J. Wiemann, M. R. Monot et J. Gardan, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 172.

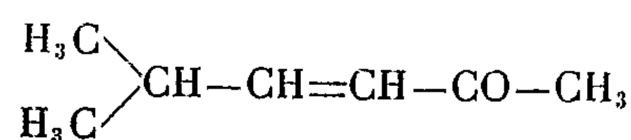
(2) J. Wiemann, *Ann. Chim.*, (11), 5, 1936, p. 267.

(3) M. Tiffeneau, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, (4), 49, 1931, p. 1638.

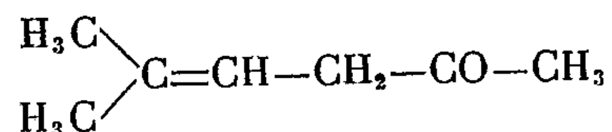
(*École Normale Supérieure*, *Paris*, 5e.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'isomérisation des composés carbonylés α-éthyléniques en composés non conjugués.* Note (*) de MM. **Joseph Wiemann** et **Louis Martineau**, présentée par M. Marcel Delépine.

Il a déjà été montré que des cétones α-éthyléniques pouvaient s'isomériser en composés β-éthyléniques (1) surtout si l'hyperconjugaison amenait une énergie comparable à celle de la conjugaison; or l'énergie correspondant à la liaison C—H en hyperconjugaison a été évaluée approximativement à un dixième de l'énergie de conjugaison (2). On conçoit que l'isobutylène-actone :

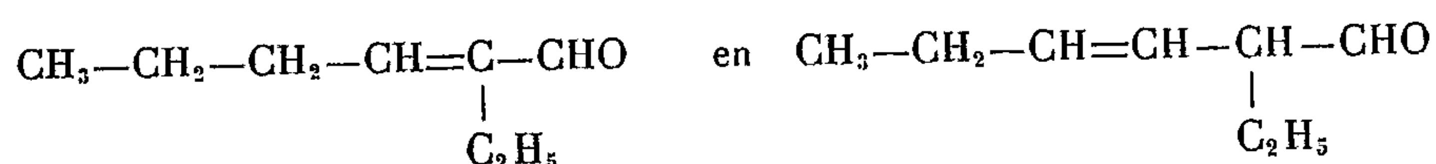


se transpose en milieu acide en méthyl-5 hexène-4 one-2 non conjugué



l'équilibre se trouve à 80 % de la forme non conjuguée [3], l'hyperconjugaison étant très élevée pour ce dernier composé. Pour l'oxyde de mésityle, cet équilibre ne se trouve qu'à 9 % de la forme non conjuguée; l'isomérisation se produit ici en milieu acide ou alcalin [1].

Nous avons pu mettre en évidence la transposition de l'α-éthyl β-propylacroléine en aldéhyde non conjugué, c'est-à-dire en éthyl-2 hexène-3 al, soit de



Les énergies correspondant à l'hyperconjugaison pour les deux formes sont ici les mêmes : la forme conjuguée devrait donc être très favorisée.

Cette transformation se fait vers 200-250°, avec un rendement de 5 à 10 % en faisant passer le produit conjugué sur un catalyseur mixte (tungstate de thorium sur oxyde de titane); l'élévation de la température a pu favoriser ici la transformation en dérivé moins stable.

L'éthyle-2 hexène-3 al est caractérisé par ses constantes : $É_{15}$ 57°; n_D^{25} 1,427; D_4^{25} 0,8339, doù R. M. 38,8 pour 38,7 calculé; $C_8H_{14}O$ (calculé %, C 76,14; H 11,2; trouvé %, C 76,2; H 11,4), les données spectrales : infrarouge, 2700, 1730, 1685 (faible) cm^{-1}; effet Raman : 1670(F) et 1725(f) cm^{-1} et l'ultraviolet λ_{max} 300 mμ (ε 200) sont en accord avec cette structure; la dinitro-2.4 phénylhydrazone se fait avec un faible rendement seulement en composé pur, F 117°,5-118°,5; $C_{14}H_{18}O_4N_4$ (calculé %, C 54,89; H 5,92; N 18,29; trouvé %, C 54,87, H 6,14, N 17,94); une grande partie du produit est isomérisée pendant la formation du dérivé en milieu acide; néanmoins, l'obtention de ce dérivé en milieu acide sulfurique montre que ce composé garde une certaine stabilité en milieu acide; mélangé avec la dinitro-2.4 phénylhydrazone de l'α-éthyl β-propylacroléine F 119-120°, notre dérivé donne un abaissement du point de fusion d'une dizaine de degrés.

Ce composé précipite le chlorure ferrique en solution dans l'éther anhydre; le dérivé obtenu doit correspondre à une substitution importante de l'hydrogène tertiaire par le fer du chlorure ferrique; en effet, l'analyse ne donne que de l'ordre de 6,5 % de carbone, au lieu de 38 %; un essai analogue effectué avec le précipité obtenu à partir du méthyl-4 pentène-4 one-2, isomère non conjugué de l'oxyde de mésityle donne 18 % de carbone au lieu de 32 %; le fer retient beaucoup plus de carbone de l'isomère du composé non conjugué de l'aldéhyde que de l'isomère non conjugué de la cétone.

L'hydrogénation de l'éthy-2 hexène-3 al se fait facilement par le nickel de Raney, et l'on obtient l'alcool *saturé* correspondant qui a été caractérisé par son éther-sel avec l'acide dinitro-3.5 benzoïque $C_{15}H_{20}N_2O_6$ (calculé %, C 55,55; H 6,22; N 8,64; trouvé %, C 55,84; H 5,9; N 8,63) F 42-43°. L'hydrogénation de l'α-éthyl β-propylacroléine est plus difficile par le nickel de Raney et l'on obtient l'alcool saturé renfermant encore un peu d'éthylénique difficile à séparer, d'où un point de fusion plus bas situé vers 30°, mais le mélange avec l'ester dinitro-benzoïque précédent donne une élévation du point de fusion.

Cette isomérisation non encore signalée à notre connaissance est étendue à d'autres exemples; les détails expérimentaux seront donnés dans un autre recueil.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) G. DUPONT et M. L. MENUT, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 6, 1939, p. 1215; F. H. STROSS, J. M. MONGER et H. DE V. FINCH, *J. Amer. Chem. Soc.*, 69, 1947, p. 1927.

(2) M. M. KREEVOY et R. W. TAFT, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 4016.

(3) R. HEILMANN, G. DE GAUDEMARIS, P. ARNAUD, et G. SCHEUERBRANDT, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1957, p. 112; E. N. ECCOT et R. P. LINSTEAD, *J. Chem. Soc.*, 132, 1930, p. 905.

GÉOLOGIE. — *La transgression du Lias supérieur dans le Haut Atlas marocain oriental.* Note (*) de M. **RENAUD DU DRESNAY**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Sur le flanc Nord du Dj. Grouz, à l'oued Lbel, un plaquage de couches du Lias supérieur, débutant au Toarcien moyen, en contrebas des dolomies du Lias inférieur, démontre la transgression du Lias supérieur sur ces couches liasiques antérieures : il semble que ce mouvement transgressif, également connu dans la partie septentrionale du Moyen Atlas, soit un phénomène assez général dans le Haut Atlas oriental.

Le Haut Atlas marocain oriental présente dans le Djebel Grouz, entre Figuig et Mengoub, une série assez complète du Lias inférieur et moyen. Cette série comprend :

— 500 m environ de calcaires et dolomies massifs du Lias inférieur (Sinémurien et Lotharingien), à *Euasteroceras*; les derniers niveaux montrent des horizons rouges;

— au dessus, une série litée débutant par des couches à *Echioceras* et *Oxynoticeras*, situés au passage du Lotharingien au Pliensbachien; cette série se poursuit, en particulier dans la coupe de l'oued Mrit, par des calcaires en petits bancs, avec *Fuciniceras*, représentant le Domérien.

Mais un peu plus à l'Ouest (environs de l'oued Lbel, à 10 km à l'Est de Tannezzara), sur le flanc Nord du Dj. Grouz, en contrebas des croupes dolomitiques, les dolomies du Lias inférieur sont directement recouvertes par une dalle calcaire du Lias supérieur.

Cet affleurement, peu étendu, a livré en 1939, à E. Roch [1] : *Hammatoceras victorii* Bon., *H. planinsigne* Vacek, *H.* gr. *insigne*, *H. perplanum* Prinz, *Pseudolioceras beauliziense* Mon., *Hildoceras sublevisoni* Euc. L'étude de cette faune, reprise par G. Colo, a confirmé les déterminations de C. Verlet et E. Roch [1], à deux exceptions près : *Hammatoceras* gr. *insigne* serait à rapprocher de *H. meneghini* Bon., et *Hammatoceras perplanum* pourrait être, avec doutes, identifié avec *Erycites elaphus* Merla.

A la suite de nouvelles récoltes, examinées par G. Colo, la succession suivante peut être proposée :

3. Aalénien : *Hudlestonia* sp., *Hammatoceras* cf. *lotharingicum* Ben., *H. discus* Merla, *H. meneghini* Bon., *H. planinsigne* Vacek, *Pseudolioceras beauliziense* Mon.

2. Toarcien supérieur : *Pseudogrammoceras pachu* Buckm., *Pseudogr.* cf. *explicatum* Buckm., cf. *Erycites elaphus* Merla, *Hammatoceras costulosus* Merla, *H. bictorii* Bon. *in* Menegh., *H. allobrogense* Dum.

1. Toarcien moyen : *Hildoceras semipolitum* Buckm., *H. sublevisoni* Fuc. *in* Merla.

Cet affleurement, qui contient en quelques mètres le Toarcien moyen et le Toarcien supérieur et où apparaît l'Aalénien, repose directement sur les dolomies du Lias inférieur, sans intercalation de Domérien ou de Pliensbachien. Les couches du Lias moyen, que l'on connaît plus à l'Est, dans le synclinal du haut oued Tisserfine, disparaissent progressivement sous l'avancée des sédiments toarciens, qui forment ainsi une discordance cartographique. Il n'y a pas dolomitisation progressive des bancs calcaires vers l'Ouest, comme l'avait d'abord pensé E. Roch, mais disparition des niveaux calcaires du Lias moyen sous le Lias supérieur. La série toarcienne contient d'ailleurs à l'Est, dans la région de l'oued Mrit, un *conglomérat*, épais d'environ 1 m, surmonté par des marnes vert clair à *Hildoceras*. Un niveau détritique existe également plus au Nord dans le Lias supérieur du Dj. Aouija.

De plus, à l'oued Lbel, la transgression toarcienne se marque dans la morphologie par une surface d'abrasion marine plane remarquablement conservée sur les dolomies du Lias inférieur, et terminée du côté Sud par un ressaut avec rupture de pente, formant probablement l'ancienne ligne de rivage. Au Sud de cette ligne, préservée sur plusieurs kilomètres de long, les dolomies du Lias inférieur présentent un épais développement, et sont surmontées au sommet du Dj. Grouz, par des couches marno-calcaires parfois rouges, allant du Lotharingien au Pliensbachien, qui n'ont pas été conservées à l'Ouest de l'oued Lbel : plutôt qu'une absence de dépôt, on peut envisager, pour expliquer cette disparition, une érosion antétoarcienne.

Le caractère transgressif de ces couches s'accentue de plus en plus vers l'Ouest, au fur et à mesure qu'on se rapproche de l'axe du Tamlelt :

mais l'âge des couches de base s'élève et bientôt le Dogger seul est représenté.

Un phénomène analogue, quoique moins bien marqué, se remarque aussi à l'Est du cirque de Jahiffat, sur le sommet du Dj. Ouakaz, où les marnes toarciennes à nombreux Hildoceratidés semblent recouvrir un ancien sol fossile, avec *hard-ground*; mais les dalles sous-jacentes, peu fossilifères, pourraient appartenir au Lias moyen.

Il semble donc que le Dj. Grouz ait formé, dès cette époque, une ride limitant au Sud l'extension des mers du Lias supérieur.

De même, au Nord-Ouest de Bou Anane, des calcaires récifaux, attribués par N. Menchikoff au Lias supérieur ([2]), reposent directement sur un socle de schistes primaires, dont ils remplissent les fentes jusqu'à une profondeur de quelques mètres : l'érosion ayant davantage affecté les schistes primaires, ces fentes remplies de calcaires ressortent maintenant au-dessus des schistes, à la manière de dykes éruptifs.

De semblables phénomènes ont été signalés par G. Dubar ([3]) au Dj. Bou-Dahar, où les diaclases des calcaires récifaux du Domérien inférieur sont colmatées par différentes venues marines transgressives s'échelonnant du Toarcien moyen à l'Aalénien moyen.

C'est aussi ce qu'on observe à l'examen de la partie centrale de la feuille d'Anoual, levée par G. Choubert ([4]), où en particulier sur le flanc Ouest du Dj. Korima, le Lias supérieur paraît reposer directement sur le Lias inférieur sans intercalation de Lias moyen.

Enfin, G. Colo a signalé ([5]) récemment dans le Moyen Atlas une phase tectonique embryonnaire qui se placerait à l'extrême base du Toarcien (entre la zone à *Palt. spinatum* et la zone à *Dact. mirabile*).

Il faut donc en conclure qu'une phase transgressive amorcée dès la base du Toarcien, hypothèse émise par G. Colo pour le Moyen Atlas septentrional, se retrouve avec un certain caractère de généralité dans le Haut Atlas oriental. On remarque que ce phénomène est surtout visible le long du continent africain (Dj. Grouz) et aux approches des massifs primaires du Tamlelt et du Bou-Dahar. Ainsi se manifeste également pendant le Lias supérieur un des traits majeurs des mers du Lias inférieur et du Lias moyen : celui de l'instabilité des mers liasiques lorsqu'on s'approche de ce qui est aujourd'hui devenu, après les affaissements consécutifs à la surrection de la chaîne atlasique, la dépression primaire du Tamlelt.

(*) Séance du 16 décembre 1957.
(1) *Bull. Soc. géol. Fr.*, 1940, p. 65-86.
(2) *Ibid.*, 1936, p. 131-149.
(3) *XIXe Congr. géol. intern.*, Alger, 1952 : *Livret-guide excurs. Maroc*, n° 4.
(4) *Feuille Anoual* au 1/200 000e, *Arch. Serv. géol. Maroc*, 1952.
(5) *Contribution à l'étude du Jurassique du Moyen Atlas septentrional* (*Thèse*, inéd., Paris, 1956).

GÉOLOGIE. — *Sur l'existence d'une phase tectonique hercynienne tardive ayant affecté les formations antétriasiques de la côte Ouest de la Nouvelle-Calédonie.* Note (*) de M. **Jacques Avias**, présentée par M. Pierre Pruvost.

L'essentiel de la « *Formation des tufs polycolores* », affleurant sur plus de 80 km, sur la côte Ouest de la Nouvelle-Calédonie, en une bande insulo-côtière, était considéré comme d'âge triasique à la suite des travaux de M. Piroutet ([1]). J'ai démontré ([2]) que son âge était au moins permien inférieur grâce à l'étude des matériaux que j'avais recueillis sur place de 1946 à 1948 et déterminés en France de 1949 à 1952. A la lumière de ces résultats, j'ai récemment (été 1956) effectué sur le terrain de nouvelles recherches sur les relations des formations antétriasiques et des formations triasiques de la côte Ouest, notamment dans la région de la Baie de Saint-Vincent. Ces recherches ont permis d'établir un certain nombre de faits nouveaux ou de préciser certains faits seulement soupçonnés jusqu'alors.

Il existe, en effet, entre les premiers dépôts du Trias et la formation des tufs polycolores sur laquelle ces dépôts reposent, plus qu'une limite de régression-transgression simple, soulignée seulement par un important conglomérat de base, analogue à celle que j'ai invoquée en 1953 [([2]), p. 226] pour expliquer l'émersion de ce que j'ai appelé la « Nouvelle-Calédonie permienne ». De véritables *discordances angulaires et directionnelles* peuvent être observées en divers points de la Baie de Saint-Vincent et semblent d'autant plus accentuées qu'on s'éloigne vers l'Ouest dans la zone côtière du versant occidental de la Nouvelle-Calédonie. La discordance angulaire, qui est voisine de 55° dans la presqu'île de Uitoé ([3]), n'est plus que d'une dizaine de degrés à l'île Hugon et semble, dans la région de Moindou, autant qu'on en puisse juger après la reprise par les plissements d'*âge alpin*, être inappréciable et ne plus se traduire que par une seule lacune dépositionnelle, d'ailleurs réduite.

En certains points (île Hugon par exemple), il est difficile d'établir si les discordances observées correspondent à de réels mouvements de plissement ou seulement à une tectonique cassante de failles avec basculement de certains compartiments. Mais en d'autres points (île Ducos), on peut observer, parfois très nettement, l'existence de plis dans la formation des tufs polycolores dont la direction générale peut faire un angle de plus de 40°, par rapport à la direction des couches triasiques transgressives qui les recouvrent.

Le terme le plus récent daté de la formation des tufs polycolores étant constitué ([2]) par les calcaires grauwackeux à *Maïtaia Trechmanni*, d'âge probablement *artinskien* et en tous cas *permien inférieur* en Nouvelle-Zélande ([4]), on peut donc dire que la formation des tufs polycolores a été

affectée, pour sa plus grande part, de *mouvements d'âge compris entre le Permien inférieur et le Trias moyen* (*Virglorien*). La lacune des dépôts du Permien supérieur et du Trias inférieur dans la zone insulo-côtière et l'important conglomérat de base des couches ladinocarniennes transgressives tendent à faire penser que les mouvements ont probablement eu lieu *entre la fin du Permien inférieur et la fin du Permien moyen.* Quoiqu'il en soit, il est donc établi, qu'on a en Nouvelle-Calédonie, dans la bande insulo-côtière de la formation des tufs polycolores les restes d'un *socle* constitué par des *formations primaires plissées ou fracturées à l'Hercynien,* formations qui doivent constituer d'ailleurs les arcs aujourd'hui submergés entre la Nouvelle-Calédonie et l'Australie de l'ancienne *Tasmantia*, autour de laquelle s'est moulée plus tard la chaîne alpine Austro-Mélanésienne. Pour finir, remarquons que les mouvements mis en évidence en Nouvelle-Calédonie sont du même âge que « l'*Unterbowen Orogeny* » qui a provoqué la surrection des chaînes hercyniennes Est-australiennes et de même âge également que l' « *Akiyoshi Cycle of Orogeny* », décrit par T. Kobayashi (5), qui a affecté les formations équivalentes du Japon.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) *Thèse Sciences*, 1917, Mâcon.

(2) J. Avias, *Sciences de la Terre*, 1953, nos 1-2, Nancy.

(3) Territoire qui ne faisait pas partie de mon secteur de levé de cartes en 1946-1948 et où A. Arnould m'a demandé de compléter, lors de ma mission de 1956, les levés qu'il n'avait pas encore eu le temps d'effectuer.

(4) B. Hornibrook, *Trans. Roy. Soc. New Zealand*, 79, [2], 1951, p. 319-321.

(5) *Jap. J. Geol. and Geogr.*, 21, 1949, nos 1-4, 1949, p. 75-90.

(*Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences de Montpellier.*)

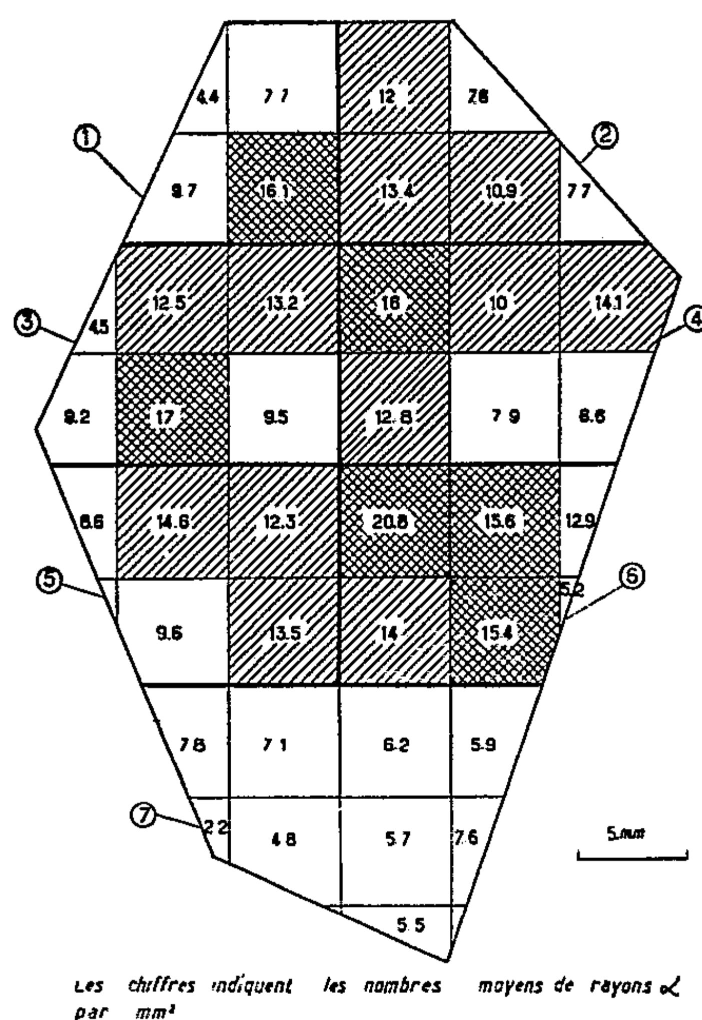
RADIOGÉOLOGIE. — *Étude de la répartition de la radioactivité et du plomb dans un cristal de zircon.* Note (*) de MM. **Marcel Roubault** et **René Coppens**, présentée par M. René Perrin.

Des analyses systématiques d'uranium et de plomb dans diverses parties d'un gros cristal de zircon montrent une répartition hétérogène de ces deux éléments et conduisent à des déterminations d'âge variant de 50 à 100 %.

La détermination de l'âge des roches cristallines par mesure du rayonnement α émis par leurs zircons et dosage de leur teneur en plomb a suscité des réserves. Outre le fait que le dosage de traces infimes de plomb dans des masses de zircon de l'ordre de quelques milligrammes entraîne inévitablement des erreurs, plusieurs auteurs ont attiré l'attention sur certaines particularités des zircons, particularités qui semblent peu en faveur

de leur emploi dans une méthode envisagée par certains comme susceptible de devenir une méthode de routine. Ainsi Buttlar et Houtermans ([1]), Hieke Merlin, Picciotto et Wilgain ([2]), Larsen, Waring et Berman ([3]) ont montré que la répartition radioactive dans un zircon n'était pas homogène. Plus récemment, Faul et Tilton ([4]) ont souligné l'irrégularité des propriétés des zircons qu'ils avaient observés.

Nous avons abordé l'étude des propriétés des zircons en nous adressant, non pas à de très petits zircons comme ceux des granites, mais à de gros cristaux tels que ceux observés parfois dans les pegmatites. La présente étude a porté sur un zircon prélevé dans la pegmatite de Betroka (Madagascar) et dont l'âge a été déterminé par la méthode des plombs isotopiques ([5]). Cette méthode a donné 490, 515, 505, 485 millions d'années



Les chiffres indiquent les nombres moyens de rayons α par mm²

(âge adopté : 490 ± 20 millions d'années). Dans un premier stade, l'échantillon poli sur une face a impressionné une plaque nucléaire. La surface a été divisée en une trentaine de surfaces élémentaires d'environ 1/4 de centimètre carré et sur lesquelles on a mesuré le nombre d'α par millimètre carré. Les valeurs trouvées varient de 2,2 à 20,8, c'est-à-dire du simple au décuple, les régions les plus faibles se trouvant généralement en bordure du cristal. La numération des α contenus dans un champ de microscope choisi au hasard donne des valeurs allant de 0 à 18 traces avec un grand nombre de champs contenant 5 à 6 traces; l'histogramme de répartition obtenu après observation de 500 champs a une allure lognormale. Dans un

deuxième stade, l'échantillon a été scié suivant un plan parallèle à la face polie et la plaque découpée ensuite en 7 lots dont les surfaces étaient de l'ordre du centimètre carré et l'épaisseur voisine de 0,5 cm. Ces plaquettes ont été pulvérisées pour permettre la mesure de l'activité et la détermination des teneurs en plomb.

L'activité a été mesurée en couche mince au compteur à scintillation par un procédé imaginé par G. Jurain et qui fera l'objet d'une publication ultérieure. La teneur en plomb a été déterminée au spectrographe [6] suivant une méthode inspirée de celle de Waring et Worthing, mais sans utiliser le nitrate de bismuth comme étalon-interne. Après divers essais, en effet, nous avons remarqué que cet étalon-interne n'était pas excité de la même manière en présence des zircons et en présence d'un étalon synthétique constitué par de la silice pure imprégnée d'une solution de nitrate de plomb [7]. A condition d'utiliser la même quantité d'échantillon dans chaque électrode et d'opérer avec un arc stable, la méthode paraît satisfaisante, les courbes d'étalonnage sont bonnes et le dosage du plomb dans les zircons paraît également meilleur.

L'âge des zircons a été déterminé par la formule désormais classique de Larsen $t = 2420\ \mathrm{Pb}/\alpha$ qui a donné

Échantillons.	Pb (p. p. m.).	α/mg/h.	$\frac{\mathrm{Pb}}{\alpha}$.	Age (millions d'années).
ZB 1	8,5	51	0,166	403
ZB 2	9,5	47,4	0,200	484
ZB 3	8	33,6	0,238	578
ZB 4	11	50,2	0,219	530
ZB 5	5,5	22	0,250	605
ZB 6	7	32,5	0,215	520
ZB 7	8	21,5	0,372	900 (?)

Indépendamment de ces calculs d'âge, des mesures ont été faites, en couches épaisses, par les plaques nucléaires pour déterminer les teneurs en équivalent-uranium et évaluer l'âge par la méthode du plomb total :

Échantillons.	α/cm²/s.10².	eU (p. p. m.).	Pb (p. p. m.).	Age (millions d'années).
ZB 1	30	173	8,5	373
ZB 2	31	177	9,5	408
ZB 3	25	142	8	428
ZB 4	24	140	11	597
ZB 5	16,8	96	5,5	418
ZB 6	22	128	7	416
ZB 7	20	114	8	533

Conclusions. — 1° Par les deux méthodes on observe des variations considérables dans l'intensité du rayonnement α d'un point à l'autre du zircon.

2° Les mesures d'âge effectuées par la méthode de Larsen pour un même cristal de zircon, s'échelonnent entre 403 et 605 millions d'années (nous abandonnons volontairement la valeur de 900 millions d'années considérée comme aberrante bien que la mesure, recommencée 8 fois, ait toujours donné des âges du même ordre). En admettant, pour ces mesures, une erreur vraisemblable de l'ordre de 20 %, les âges peuvent aller de 320 à 725 millions d'années.

3° La méthode du « plomb total » donne un écart d'âge sensiblement comparable, avec des âges un peu plus faibles mais qui (erreurs non comprises) varient de 373 à 597 millions d'années au lieu de 403 et 605.

En résumé, les mesures faites sur diverses régions d'un même cristal donnent des âges variant de 50 à 100 %. Effectuées dans des conditions exceptionnellement favorables, sur un gros cristal et non sur des cristaux de quelques milligrammes, ces mesures prouvent l'hétérogénéité de l'échantillon et appuient, en les amplifiant, les remarques faites par d'autres auteurs. Ces derniers, en effet, s'étaient bornés à souligner l'irrégularité de la radioactivité dans les zircons mais n'avaient pas abordé l'étude de la variation des teneurs en plomb dans un même cristal.

Au point de vue pratique et sans vouloir rejeter *a priori* l'emploi des zircons comme minéraux permettant de dater les roches, nous pensons que, dans l'état actuel des connaissances, une telle méthode appelle de sérieuses réserves. Hormis recherches ultérieures conduisant à une discrimination judicieuse des zircons susceptibles d'être utilisés, il ne paraît pas qu'on puisse attendre aujourd'hui de telles mesures, autre chose qu'un ordre de grandeur déterminé avec une large approximation. De toute façon, l'emploi actuel d'une telle méthode comme méthode de routine nous paraît exclu.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) H. V. Buttlar et F. G. Houtermans, *Geoch. Cosm. Acta*, 2, 1951, p. 43-61.

(2) O. Hieke Merlin, E. Picciotto et S. Wilgain, *Geoch. Cosm. Acta*, 11, p. 171-188.

(3) E. S. Larsen, C. L. Waring et J. Berman, *An. Min.*, 38, 1953, p. 1118-1125.

(4) H. Faul et G. R. Tilton, *XIe Assemb. Gén. Un. Géophys. Vulcanologie*, Toronto, septembre 1957.

(5) A. Holmès et H. Besairie, *Comptes rendus*, 238, 1957, p. 758.

(6) Mesures effectuées par Mme René.

(7) Cette remarque, déjà faite par Waring et Worthing eux-mêmes a été confirmée par M. Roques.

SÉDIMENTOLOGIE. — *Les modalités d'envasement dans l'estuaire de la Loire (inflexion de Belle-Ile).* Note (*) de M. **Léopold Berthois**, présentée par M. Pierre Pruvost.

L'étude de l'évolution du fleuve dans l'inflexion de Belle-Ile située entre Paimbœuf et Le Pellerin, de 1948 à 1956 inclus, a permis d'expliquer toutes les modalités des envasements observés pendant cette période.

J'ai montré l'importance du tonnage des sédiments apportés en suspension dans l'estuaire de la Loire par les eaux venant de l'amont (1), (2). On a pu voir que le maximum de turbidité du bouchon vaseux se situait dans la région du fleuve où se produit le plus grand nombre de passages, donc de périodes d'étales, d'une tranche d'eau venue de l'amont (3).

La situation des zones d'envasement est, par conséquent, conditionnée par un équilibre dynamique entre le débit du fleuve et l'amplitude de la marée.

En période de crue (4 500 à 5 000 m³/s de débit) le maximum de turbidité se situe au-delà de Saint-Nazaire, mais, en période d'étiage du fleuve et par fort coefficient de marée (110 à 116), les eaux turbides sont refoulées vers l'amont. L'étude de l'évolution de l'inflexion de Belle-Ile, de 1948 à 1956 inclus, en fonction des coefficients de marée, du débit du fleuve et du coefficient de viscosité des eaux a montré que :

1° Il ne se produit jamais d'envasement important en dehors de la période d'étiage estival où le coefficient de viscosité est faible (4).

2° Il n'y a jamais d'envasement important en étiage estival sans qu'une forte crue du fleuve (débit minimum : 3 500 m³/s) ait eu lieu pendant l'hiver ou le printemps précédents), ce qui confirme que les envasements de l'estuaire dépendent essentiellement des apports de matériaux par le fleuve. Ainsi, pendant les années 1948, 1949, 1950 et 1956, de crue hivernale très limitée, les envasements de l'inflexion de Belle-Ile ont été très faibles. Par contre, après des crues hivernales importantes, il a fallu draguer, en 1952, 90 000 m³ et, en 1955, 70 000 m³ de sédiments.

3° Le dépôt des sédiments dans la passe de Belle-Ile résulte du refoulement des eaux turbides par les marées à fort coefficient, lorsque le débit du fleuve est suffisamment abaissé (environ 200 m³/s) pour ne plus s'opposer à l'envahissement de la passe par les eaux venant de l'aval. En effet, même si des crues hivernales ou printanières ont apporté une grande quantité de sédiments à l'aval de l'estuaire, il ne se produira pas d'envasement notable de la passe pendant l'été suivant si le débit du fleuve est

suffisant (environ 500 m³/s). Ce fait, constamment observé, a été particulièrement net en 1951.

4° Les crues hivernales ont, sur l'évolution de la passe, des influences diverses suivant l'époque à laquelle elles se produisent. Pour une crue importante du début de la période hivernale (novembre ou décembre), il s'écoulera neuf à dix mois entre l'apport des sédiments dans la partie aval de l'estuaire et leur refoulement éventuel dans la passe de Belle-Ile. Pendant la période d'attente, les sédiments en suspension se déposent partiellement dans la section aval de l'estuaire où ils sont maintenus par les forts débits du fleuve. Lorsque les eaux turbides atteignent la passe, en août ou septembre de l'année suivante, leur teneur en suspension est suffisamment amoindrie pour qu'elles ne puissent plus provoquer un fort envasement. Ainsi, pour 1953, une forte crue du fleuve, accompagnée d'un gros apport sédimentaire, s'est produite en novembre et décembre 1952; or, malgré des débits d'étiage très faibles pendant l'été 1953, la passe de Belle-Ile a été peu envasée et des dragages normaux ont suffi à l'entretenir.

5° Si la crue du fleuve est faible, mais tardive (mars-avril), la turbidité des eaux s'abaissera peu jusqu'à l'été suivant. Les envasements de la période estivale pourront être presque aussi importants que ceux résultant d'une crue plus forte qui aurait eu lieu au début de l'hiver (novembre-décembre), observation valable pour 1954.

En définitive, les conditions les plus favorables à l'envasement de la passe de Belle-Ile sont :

Une crue du fleuve importante et tardive (mars-avril);

Un débit voisin de 150 à 200 m³/s à partir de juillet, coïncidant avec une température élevée des eaux et l'apparition des marées à fort coefficient.

Une confirmation vient d'en être donnée récemment : Après une crue tardive (mars 1957) et des débits d'étiage très faibles, la passe de Belle-Ile s'est fortement envasée pendant l'automne 1957.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) L. Berthois et M. Barbier, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1865.

(2) L. Berthois, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 814.

(3) L. Berthois, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1343.

(4) L. Berthois et H. Sully, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1737.

(*École nationale d'Agriculture de Rennes.*)

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur une origine côtière de certains noyaux glaçogènes naturels.* Note (*) de M. **Guy Soulage**, présentée par M. Charles Maurain.

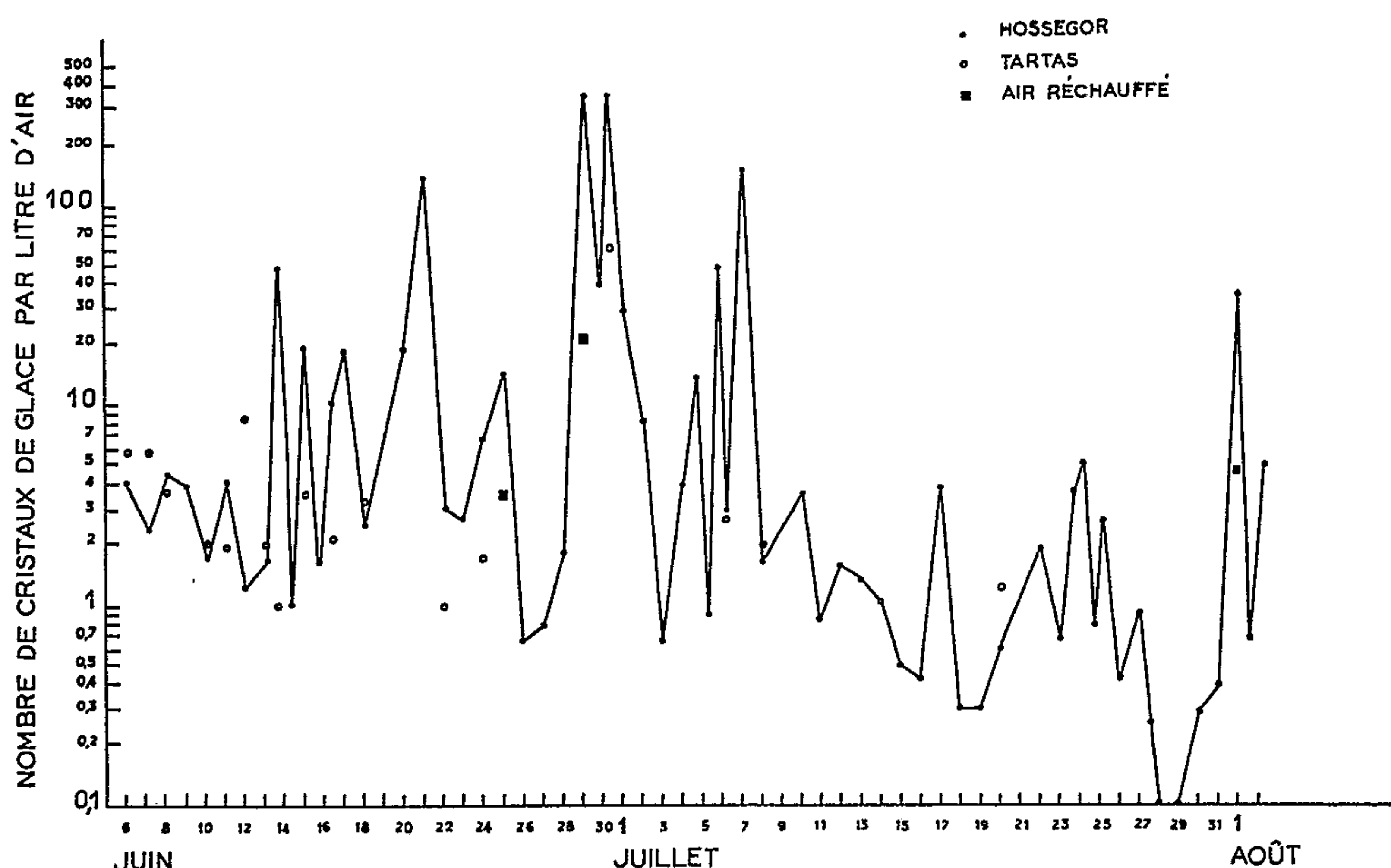
L'observation de hauts pouvoirs glaçogènes de l'air sur le littoral atlantique suggère que certains noyaux glaçogènes naturels se forment le long des côtes lors de la rencontre de particules continentales et de particules marines.

De soudaines et exceptionnelles augmentations du pouvoir glaçogène (1) de l'air ont été observées en juin et juillet 1957 sur la côte Basque. Au cours de ces augmentations, le pouvoir glaçogène de l'air s'élevait à une valeur de 10 à 100 fois supérieure à sa valeur habituelle et moyenne, soit trois cristaux de glace par litre d'air à — 15° C (graphique I). Cette observation correspondait à un phénomène atmosphérique réel et n'était pas liée à une cause instrumentale. Toutes les mesures ont été réalisées sans givre sur les parois de la chambre à nuages.

Le phénomène observé était associé à une forte humidité de l'air analysé qui permettait la formation d'un nuage dense par simple aspiration de cet air dans la cuve froide. La majorité des cristaux de glace apparaissait rapidement dans ce nuage. Une humidification artificielle après sa disparition n'apportait pas un nombre appréciable de cristaux supplémentaires. Au début de nos expériences, nous nous sommes demandé si les hauts pouvoirs glaçogènes n'étaient pas dus seulement à l'utilisation, pour leur mesure, de nuages plus denses que les nuages habituels et, par suite, plus propices à l'action des noyaux de congélation. Des mesures après dessiccation de l'air ont paru de prime abord étayer ce point de vue, en révélant un pouvoir glaçogène environ dix fois moindre (graphique I : 25 et 29 juin, 1er août). Mais des humidifications importantes et répétées d'un air desséché ne lui ont pas permis de retrouver son pouvoir glaçogène initial. Ensuite, des analyses d'échantillons d'air plus humide, d'air saturé en particulier, ont donné de bas pouvoirs glaçogènes pour ces échantillons. On peut donc estimer que des particules de l'aérosol atmosphérique étaient responsables des hauts pouvoirs glaçogènes et que ces particules étaient des noyaux agissant rapidement. La dessiccation de l'air a été obtenue en le réchauffant dans un tube entre 200 et 300° C et en condensant sa vapeur d'eau dans le tuyau d'aspiration de la cuve froide. La température moyenne de l'air dans la première phase de cette opération était élevée de 30° C, soit jusqu'à environ 50° C, mais certaines de ses particules pouvaient être portées à une température voisine de celle du tube réchauffeur, soit 300° C. L'influence de la dessiccation de l'air sur son pouvoir glaçogène était donc la conséquence d'une désactivation des noyaux qu'il contenait par une dessiccation ou une transformation entre 50 et 300° C.

L'origine de ces noyaux n'est pas connue avec certitude, mais deux observations permettent une hypothèse. Ces observations sont les suivantes :

1° Les hauts pouvoirs glaçogènes n'ont été trouvés que par vents marins (vents de Nord-Ouest à Sud-Ouest) ou ayant effectué un court trajet sur l'océan (vents de Nord et de Sud-Sud-Ouest). Lorsque nous avons suivi l'air dans son déplacement vers l'intérieur des terres, nous avons constaté une décroissance de son pouvoir glaçogène (*cf.* valeurs du graphique I trouvées à Tartas, à 50 km de la côte);



2° L'apparition de hautes valeurs du pouvoir glaçogène de l'air était toujours liée à un changement apparent des conditions atmosphériques locales, changement qui se traduisait par l'arrivée de stratus progressant de l'océan vers la côte, par une augmentation de l'humidité et une diminution de la température et de la visibilité. En présence de grands nombres de cristaux de glace, ces caractéristiques oscillaient toujours entre les valeurs suivantes : humidité relative, 60 à 90 %; température, 16 à 23° C; visibilité, 5 à 25 km. Les cartes trihoraires dressées par les Services de la Météorologie nationale pour l'Europe Occidentale associent ce type de temps à la présence sur la région d'une petite dépression barométrique. Celle-ci, établie dans une vaste zone sensiblement isobarique, amenait, dans chaque cas, les vents continentaux d'Est à effectuer un crochet sur l'océan avant d'aborder la côte.

La première observation suggère que les noyaux responsables des hauts pouvoirs glaçogènes de l'air proviennent d'une source marine ou côtière.

Mais ceux-ci n'ont pas été rencontrés avec tous les régimes de vents océaniques et l'étude de l'activité glaçogène des embruns strictement marins conduit à un résultat négatif. Une origine côtière est donc probable.

La deuxième observation jette quelque lumière sur la nature de cette origine. Les noyaux côtiers peuvent être des particules de l'aérosol continental modifiées, et, de ce fait, activées en tant que particules glaçogènes, par un court séjour sur l'océan ou seulement par la rencontre des embruns le long de la côte. Nous ne connaissons pas la composition des noyaux glaçogènes ainsi produits. Mais Junge ([2]) a indiqué que des nitrates se formaient le long des côtes, lors de la rencontre de particules continentales et d'embruns marins. Bien que l'activité glaçogène de nitrates autres que le nitrate d'argent ne soit pas connue, les deux phénomènes ne sont peut-être pas étrangers. Nous noterons enfin que l'iode présent au bord de l'océan peut permettre la formation d'iodures; certains de ceux-ci sont glaçogènes.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

([1]) *Thèse*, Paris, 1956.

([2]) Chr. Junge, *Tellus*, 8, 1956, p. 127-139.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la dévernalisation de bourgeons de la tige chez des espèces du genre* Beta. Note de M. **Jacques Margara**, présentée par M. Raoul Combes.

Chez la Betterave, un séjour prolongé en jours courts provoque la dévernalisation des méristèmes de la tige. Les bourgeons axillaires de la hampe florale formée après vernalisation, peuvent, après écimage, donner naissance, soit à des rameaux floraux, soit à des rosettes de feuilles suivant leur position sur la tige et les conditions de photopériode et de température.

Certaines populations de *Beta maritima* L. et la plupart des variétés de betterave sucrière ont un besoin de vernalisation absolu : cultivées en serre à des températures variant de 16 à 25°, soit dans les conditions naturelles d'éclairement, soit en photopériode de 24 h, elles demeurent en rosette jusqu'à leur mort, pouvant vivre plusieurs années.

E. Chroboczek ([1]) et M. Stout ([2]) ont montré que, tant que la vernalisation n'était pas achevée, l'action de la température était réversible, les températures élevées pouvant provoquer la dévernalisation. Observant que chez les betteraves cultivées, des rosettes végétatives pouvaient coexister sur la tige avec des rameaux floraux, il nous a paru intéressant d'étudier systématiquement les modalités de la dévernalisation.

Cultivée en jours longs, après vernalisation, la betterave forme une tige florifère qui proviendrait du fonctionnement du méristème d'attente et serait de nature inflorescentielle ([3]), ([4]). Le plus souvent, après avoir

formé de nombreux rameaux floraux, le point végétatif meurt ou donne naissance à un glomérule situé en position terminale.

Si l'on place en photopériode de 8 h des betteraves ayant formé une tige florifère (variété sucrière Klein Wanzleben E), on observe au bout d'une période de 15 jours à 2 mois une dévernalisation caractérisée par le raccourcissement des entre-nœuds, la formation de rosettes perchées, l'avortement fréquent des ébauches florales. Transportées en serre dans des conditions d'éclairement continu, après 2 mois de séjour en jours courts, la plupart des plantes continuent à se développer d'une manière végétative.

Des betteraves ayant formé une tige florifère après vernalisation, puis dévernalisées par les jours courts ont pu fleurir à nouveau après vernalisation par le froid de l'hiver.

La dévernalisation a été provoquée par la mise en jours courts de plantes à des stades divers : au début de l'élongation de la tige, au cours de la floraison, à la fin du développement pendant la fructification. Étudiée plus particulièrement chez la betterave sucrière, la dévernalisation sous l'influence de la journée courte a été mise en évidence également chez *Beta maritima*, *B. trigyna* et chez la F 4 de l'hybride *B. vulgaris* × *B. lomatogona* (5).

Le comportement des bourgeons axillaires de la tige fournit un autre exemple intéressant de dévernalisation.

Si l'on sectionne à divers niveaux la hampe florale formée après vernalisation, le devenir des bourgeons axillaires dépend des conditions du milieu et du niveau de la section.

En jours courts, la plupart des bourgeons produisent des rosettes. Dehors, avec éclairement nocturne d'appoint, au printemps et en été, il se forme des tiges florifères, même si l'on effectue des sections répétées à mesure que se forment de nouveaux rameaux.

En serre, avec ou sans éclairement nocturne, les bourgeons situés au-dessous du cinquième entre-nœud produisent des rosettes végétatives; les axillaires supérieurs donnent naissance à des rameaux floraux. Dehors, dans les conditions naturelles, les résultats obtenus après sectionnement de la tige sont variables selon la date du traitement et le stade de la plante. Dans la plupart des cas, les bourgeons de la base de la hampe florale forment des tiges florifères lorsque le sectionnement est pratiqué au printemps, des rosettes des feuilles quand il est effectué en automne.

Le bouturage des portions de tige donne des résultats analogues : les boutures prises dans la région médiane de la tige peuvent former une hampe florale; celles qui proviennent de la base produisent toujours des rosettes végétatives.

Ces expériences préliminaires qui posent de nombreux problèmes

mettent en évidence, d'une part, l'action dévernalisante de la journée courte chez la betterave, d'autre part, le rôle d'un « effet de position » des bourgeons situés sur les tiges inflorescentielles formées après vernalisation. Il semble que ces résultats puissent s'appliquer aux espèces et variétés du genre *Beta* à besoin de vernalisation absolu et héméropériodiques préférantes, mais non aux espèces indifférentes telles que *B. patellaris* Moq.

La possibilité d'une dévernalisation des bourgeons de la tige dépendant de plusieurs facteurs permettrait d'expliquer que la betterave puisse se comporter comme une plante typiquement bisannuelle ou survivre quelques années, suivant les conditions.

(1) *A study of some ecological factors influencing seed-stalk development in beets*, U. Ithaca, 1933, p. 24.

(2) *J. agric. res.*, **72**, 1946, p. 64.

(3) A. LANCE et P. RONDET, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 715.

(4) L. PLANTEFOL, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 606.

(5) J. MARGARA, *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 836.

(*Institut National de la Recherche Agronomique, Versailles.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur l'existence dans les tissus de Ronce cultivés* in vitro *de substances capables d'exciter ou d'inhiber la prolifération d'autres tissus*. Note de (*) M. **Louis Duhamet**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Le jus obtenu en exprimant les tissus d'une souche normale de Ronce stimule la prolifération des tissus de crown-gall de Scorsonère et celle de la souche de Carotte de Gautheret; il inhibe au contraire la croissance des tissus d'Aubépine.

Nous avons montré récemment (1) que certaines cultures de tissus peuvent exercer une action excito-formatrice sur des colonies provenant de tissus d'espèces différentes placées sur le même milieu nutritif. Cette action stimulante s'observe aussi en disposant une lame de tissu sur un milieu gélosé et en déposant à la surface de cette lame un fragment de tissu appartenant à une autre espèce. C'est ainsi que nous avons constaté qu'un fragment de tissu de crown-gall de Scorsonère, placé sur une lame de tissu de Ronce, se développe mieux que s'il croît sur une lame de tissu de crown-gall de Scorsonère, c'est-à-dire au contact d'un tissu de même nature (2). Ces résultats nous ont conduit à tenter d'extraire les principes actifs contenus dans les tissus de Ronce.

Nous avons utilisé la technique d'extraction suivante : des colonies de tissus normaux de Ronce (souche isolée par G. Morel) sont broyées dans un mortier, puis exprimées dans une toile à bluter et le jus obtenu est

centrifugé pendant 30 mn à environ 3 000 t/mn. On recueille ainsi un liquide opalescent contenant 51 mg de substance sèche par centimètre cube (1 ml de jus provient de 1850 mg de tissu frais).

Dans une première expérience nous avons réalisé des milieux de culture renfermant 2,5 et 10 % de ce jus de Ronce et ensemencé sur chacun d'eux 12 explantats cubiques de tissus de crown-gall de Scorsonère d'un poids de 125 mg environ. Le tableau donne les moyennes des poids frais et secs des colonies cultivées pendant six semaines en présence de ces trois concentrations; il montre que, par rapport aux colonies développées sur le milieu témoin, la stimulation peut dépasser 50 %; elle est toutefois inférieure à celle qu'exerce le lait de coco qui, à la dose de 10 %, double en effet sensiblement la vitesse de croissance ([3]).

Action d'un jus extrait par expression de colonies de Ronce sur la croissance de tissus de crown-gall de Scorsonère.

Nature du milieu.	Poids frais final (cg).		Poids sec final (mg).
Milieu témoin sans substance de croissance	96 ± 8,5	(au seuil de 0,05)	81,7
Milieu témoin + 2 % de jus de Ronce	129 ± 13,8	»	106,6
Milieu témoin + 5 % de jus de Ronce	159 ± 15,5	»	134
Milieu témoin + 10 % de jus de Ronce	103 ± 22,4	»	99,9

Nous avons ensuite cultivé la souche de Carotte de Gautheret en présence de milieux contenant des doses de jus de Ronce égales à 2, 4, 8 et 12 %. Afin de pouvoir comparer les effets de cet extrait à ceux de substances connues, nous avons réalisé d'autres ensemencements sur des milieux contenant les uns de l'acide indole-acétique (à des concentrations comprises entre 10^{-9} et 10^{-5}), les autres du lait de coco à des doses comprises entre 5 et 100 %. La figure 1 indique la moyenne des poids frais finaux des colonies cultivées pendant deux mois sur ces différents milieux. On remarque que le liquide obtenu par expression des colonies de Ronce possède, à concentration équivalente en substances sèches, un effet nettement plus faible que celui du lait de coco, mais que son action est plus intense que celle de l'auxine. On constate aussi que la dose la plus forte qui ait pu être essayée n'exerce aucun effet toxique.

L'action excito-formatrice du jus de Ronce sur le tissu de Carotte ne peut être due seulement à la présence d'auxine, car il n'en renferme qu'une dose minime ([4]) n'ayant qu'un faible pouvoir stimulant. D'autre part, ce jus agit sur les tissus de crown-gall de Scorsonère qui sont insensibles

aux auxines, ce qui prouve que ce sont des principes de nature différente qui doivent intervenir.

Enfin, le jus de Ronce ne manifeste pas d'action sur la croissance de tous les tissus cultivés *in vitro*; nous avons, par exemple, ensemencé les

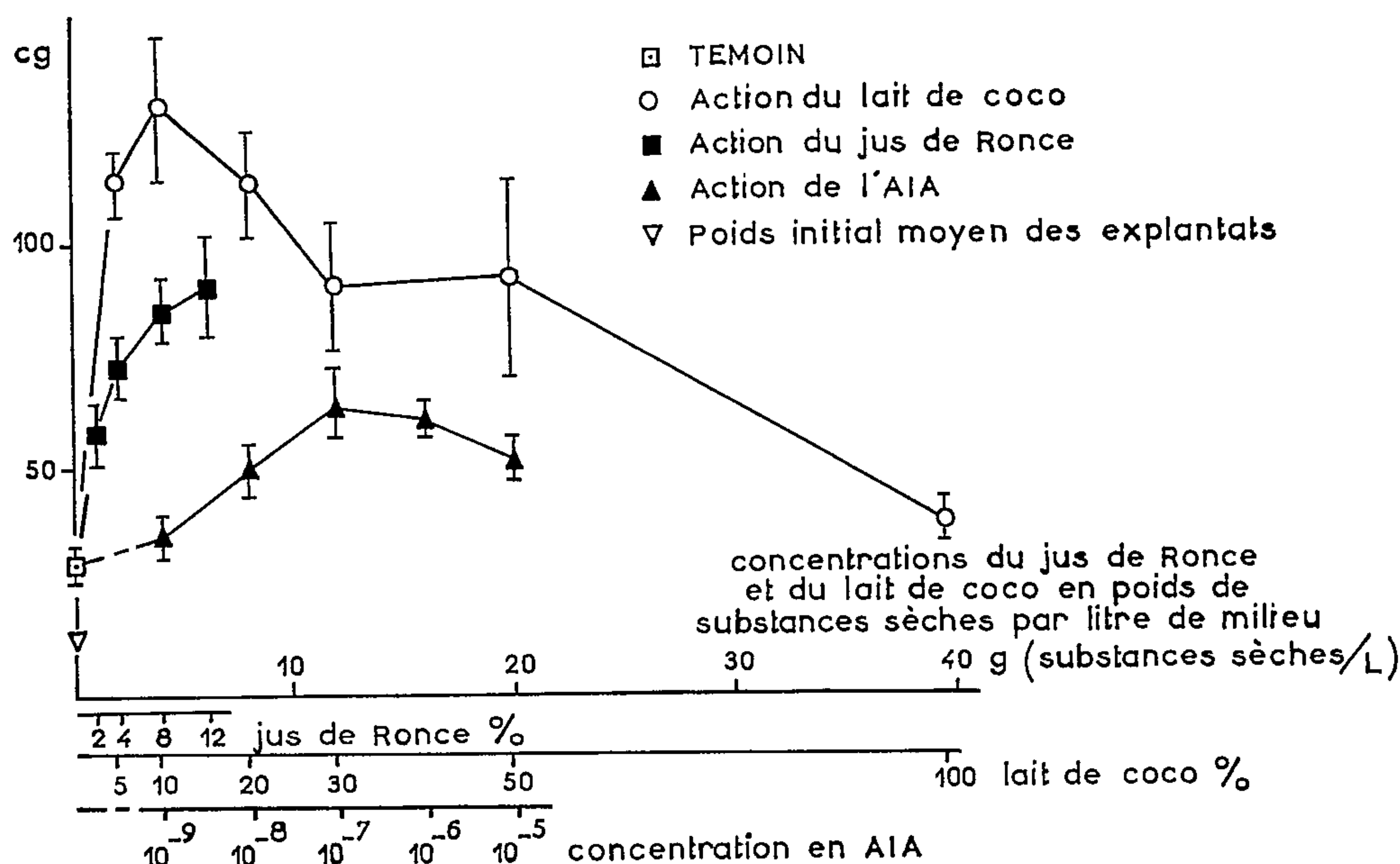


Fig. 1. — Action comparée de l'acide indole acétique (AIA), du lait de coco et d'un jus de Ronce sur la croissance des tissus de la souche de Carotte de Gautheret. Les valeurs indiquées correspondent à la moyenne des poids frais finaux des colonies cultivées sur les divers milieux. Les concentrations en lait de coco et en jus de Ronce sont exprimées en quantités de substances sèches ajoutées par litre de milieu. Les segments indiquent l'approximation calculée par le *t* de Student-Fisher. pour le seuil de probabilité de 0,05.

tissus d'une souche d'Aubépine sur des milieux renfermant de l'acide naphtalène-acétique ([5]) à la concentration de 10^{-6} et des extraits de Ronce aux doses de 2,5 et 10 %. Nous avons ainsi constaté que même la dose la plus faible inhibe la croissance des tissus d'Aubépine. Signalons que le lait de coco est également inactif sur cette souche, ce qui pourrait s'interpréter en admettant l'existence dans le jus de Ronce et dans le lait de coco de principes de nature comparable ([6]).

(*) Séance du 23 décembre 1957.

([1]) L. Duhamet, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2359.

([2]) La souche de Ronce (*Rubus fruticosus* L.) peut être cultivée comme la souche de crown-gall de Scorsonère sur un milieu glucosé et gélosé complètement dépourvu de substances de croissance.

([3]) L. Duhamet, *C. R. Soc. Biol.*, 145, 1951, p. 1781.

([4]) Un dosage par la méthode du test-Avoine indiquait que la teneur en auxine, exprimée en acide indole-acétique, n'atteignait pas même 10^{-8}.

([5]) L'acide naphtalène-acétique est indispensable à la croissance de cette souche.

([6]) Steward, Caplin et Shantz ont également comparé les effets du lait de coco et ceux d'extraits aqueux de tissus tumoraux de plantes. Ces extraits qui manifestent aussi une action sur la croissance des tissus végétaux, renfermeraient, selon ces auteurs, des substances voisines du « coco milk factor » (*Ann. Botany*, 19, 1955, p. 29-47).

BLASTOGÉNIE DESCRIPTIVE. — *Sur une interprétation nouvelle de l'embryon des Graminées. Conséquences terminologiques et rapports avec les autres types d'embryons.* Note (*) de M. **Henri Jacques-Félix**, présentée par M. René Souèges.

La conception d'un embryon, constitué d'un protocorme axial et d'un blaste latéral qui lui succède, facilite la compréhension des rapports entre ce type d'embryon et les autres types monocotylés et dicotylés.

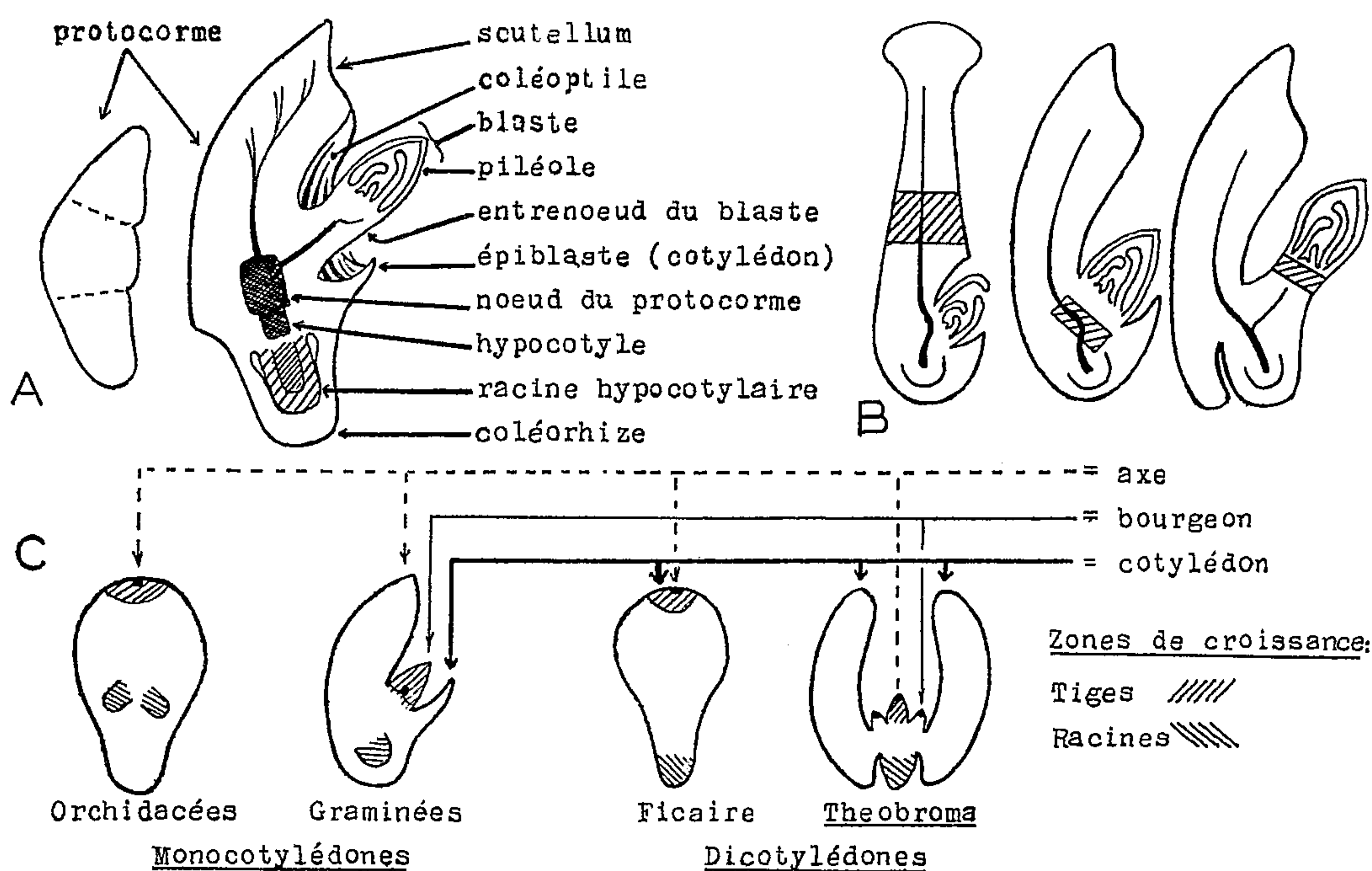
D'après mes deux Notes antérieures ([1]) la conception organographique de l'embryon chez les Graminées est la suivante : l'axe embryonnaire, défini dans son élongation, est caractérisé par un nœud unique pourvu ou non d'un rudiment de la feuille axillante (épiblaste), d'où partent les membres dérivés qui constituent le jeune blastophyte :

a. un bourgeon axillaire (gemmule) dont la préfeuille est la piléole;

b. une ou plusieurs racines endogènes n'émergeant qu'à la germination du cortex (coléorhize) de la radicule.

1° *Terminologie* (*fig.* A). — Cette conception entraîne quelques modifications de la terminologie descriptive. *Le terme de cotylédon n'est pas le moins ambigu.* On peut assurer que c'est en recherchant une identité organographique entre les parties qui, chez les Dicotylédones et Monocotylédones, ont la même fonction nourricière, que les interprétations de l'embryon des Monocotylédones, et de celui des Graminées en particulier, ont été si nombreuses et divergentes. La conception d'un bourgeon latéral ne supporte pas davantage la notion d'un « cotylédon » terminal. Quand le *cotylédon* ([2]) existe dans l'embryon des Graminées, il ne peut être représenté que par l'épiblaste en position axillante du bourgeon et au niveau du nœud. Le terme de *protocorme*, proposé par Treub pour le proembryon des Cryptogames vasculaires, étendu à l'embryon indifférencié des Orchidacées par Noël Bernard, peut aussi s'appliquer par analogie à la partie axiale de l'embryon des Graminées comportant le nœud, l'épicotyle et l'hypocotyle. Dans l'embryon mûr, ce protocorme, plus ou moins laminé, constitue le *scutellum.* Le *bourgeon cotylédonaire* ou *blaste* n'appartient plus à l'axe embryonnaire; son premier membre, la *piléole* (coléoptile), peut porter lui-même un bourgeon axillaire. P. Bugnon ([3]) a rappelé que C. F. Mirbel ([4]) avait attribué le terme de piléole à cet organe tandis qu'il

réservait celui de *coléoptile* à la cavité plus ou moins parfaite aménagée dans le corps de l'embryon (gaine cotylédonaire) par le logement du bourgeon. Malheureusement, le terme de coléoptile est universellement appliqué par les biologistes pour désigner le membre foliaire. D'autre part, le terme de radicule ne peut, tout au plus, être utilisé que pour le protocorme; à maturité, l'embryon ne présente plus que le manchon cortical



A. Embryons au stade protocorme et à maturité avec le blaste développé (schéma). B. Embryons du type Palmier, du type Graminéen prénodesme et du type Graminéen plagiodesme; en hachures, zones de croissance à la germination (schéma). C. Rapports organographiques entre différents types d'embryons (schéma).

de cette radicule qui, sous le nom de *coléorhize*, recouvre une ou plusieurs *racines hypocotylaires*. Même lorsque ce vestige radiculaire fonctionne à la germination par ses poils absorbants, il ne possède pas une structure de racine mais se rapproche beaucoup de certaines formes germinatives des embryons d'Orchidacées. L'analogie entre la piléole, qui est un membre foliaire, et la coléorhize, qui est l'écorce radiculaire, n'est donc qu'apparente, et des expressions comme « A la coléoptile correspond, dans la partie inférieure de l'embryon, la coléorhize » [A. Reznik ([5])], sont à éviter. L'entrenœud d'empattement, entre l'embryon et la piléole, mérite, par sa structure particulière (endoderme) et sa faculté d'émettre des racines, d'être distingué sous le nom d'*entrenœud du blaste*.

2° *Rapport avec les autres Monocotylédones*. — La germination d'un tel embryon, avec un blaste déjà très différencié, est banale. Le protocorme

n'évolue pas et le bourgeon cotylédonaire s'accroît selon des modalités de détail variables avec les groupes (*fig.* B).

Dans la germination « rémotive » (L. Cl. Richard) de certaines Monocotylédones (Palmiers, Liliacées) l'ensemble du blaste est éloigné de la graine et enterré avant de se développer en plantule [C. L. Gatin ([6]), P. Chouard ([7]), Lucy Boyd ([8])]. D'après l'interprétation classique, ce processus serait dû à l'allongement géotrope positif du « pétiole cotylédonaire ». La conception du protocorme, en permettant d'imputer à l'axe épicotylé cet allongement intercalaire entre le sommet défini (suçoir) et le bourgeon latéral, est infiniment plus satisfaisante pour l'esprit (*fig.* B).

Notre conception, en distinguant nettement l'axe proembryonnaire, ou protocorme, de son bourgeon latéral, en situant le dit bourgeon à l'aisselle du cotylédon et en ramenant l'endogénie des racines séminales à son exacte signification, facilite grandement les comparaisons avec les autres types d'embryons. En ce qui concerne, par exemple, les embryons monocotylés évolués évoqués plus haut, les différences portent surtout sur la localisation des zones méristématiques intervenant à la germination. En ce qui concerne les embryons monocotylés rudimentaires du type orchidéen la comparaison est à établir au stade protocorme; celui des Graminées (moins le blaste) apparaît bien alors l'équivalent de l'embryon entier des Orchidacées auquel le terme de protocorme est déjà précisément appliqué (Noël Bernard). Tandis que chez les Graminées les différenciations de l'embryon sont séminales, précoces et régulières, chez les Orchidacées elles ne se produisent qu'à la germination sous l'action de facteurs extérieurs particuliers, mycorhizes ou autres stimulants expérimentaux.

Les comparaisons avec les embryons dicotylédonés sont également facilitées (*fig.* C). D'une part, on connaît des Dicotylédones dont l'embryon est acotylé ou monocotylé. D'autre part, beaucoup d'embryons dicotylés présentent des bourgeons cotylédonaires qui, lorsque la tigelle est expérimentalement ou accidentellement détruite, se substituent à cette dernière. Chez les Graminées, la tigelle (axe épicotylé) se trouve héréditairement adaptée à une fonction de suçoir et régulièrement remplacée par le bourgeon latéral.

3° *Conclusions.* — La notion du protocorme et du blaste, déduite d'une interprétation renouvelée des organes de l'embryon, permet de rechercher les analogies entre divers types d'embryons à des stades équivalents de leur développement. Ainsi les « termes de passage » entre Monocotylédones et Dicotylédones postulés, en 1954, par R. Souèges ([9]), d'après les données de l'embryogénie, sont rendus plus évidents par nos arguments tirés de l'organographie.

([1]) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1260 et 2085.

([2]) Les termes proposés sont donnés en caractère italique.
([3]) *Bull. Soc. bot. Fr.*, 84, 1937, p. 563-565.
([4]) *Éléments de physiologie végétale et de botanique*, Paris, 1815.
([5]) *Rev. gén. Bot.*, 46, 1934, p. 385-419.
([6]) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 9e série, 3, 1906, p. 191-312.
([7]) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 10e série, 13, 1931, p. 131-323.
([8]) *Trans. Bot. Soc. Edinburgh*, 31, 1932, p. 1-224.
([9]) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 11e série, 15, 1954, p. 19.

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Particularités du bourgeonnement axillaire chez les Linaires.* Note de Mme **Marguerite Champagnat**, présentée par M. Lucien Plantefol.

L'étude anatomique et cytologique des aisselles épicotylaires de sept espèces de Linaires, appartenant aux divers groupes morphologiques du genre, montre l'absence fréquente du méristème axillaire et la généralité d'un bourgeonnement épidermique très caractéristique. Des exemples d'initiation sous-épidermique et de bourgeons d'origine profonde enfouis dans des tissus très différenciés sont également décrits.

Dans des Notes précédentes, nous avons montré que, sur l'épicotyle et les pousses hypocotylaires rampantes non florifères de *Linaria chalepensis* Mill., les ébauches axillaires manquent totalement ([1]). De plus, après décapitation de ces pousses, on peut provoquer la dédifférenciation d'une cellule épidermique au niveau de ces aisselles collenchymateuses ([2]). Malgré leur localisation ces bourgeons ont une origine et un développement identiques à ceux observés sur les hypocotyles ([3]).

Ces faits nous ont conduite à étudier systématiquement les aisselles de Linaires appartenant aux divers types morphologiques connus ([4]). Nous résumerons ici les observations faites sur les épicotyles de plantes cultivées à la lumière solaire directe (Jardin botanique de Clermont). Pour chaque espèce, 50 aisselles fixées, soit au liquide de Regaud, soit au mélange de Chamberlain ont été coupées en série à 5 μ et colorées, suivant le fixateur utilisé, soit à l'hématoxyline de Regaud, soit au tannin ferrique (méthode de Sharman) ([5]).

Le tableau ci-après résume les résultats obtenus.

1° Toutes les espèces possèdent des « aisselles vides » en nombre considérable, à l'exception de *L. dalmatica* Mill., plante bisannuelle particulièrement vigoureuse. On est donc en présence d'une tendance très générale du genre, dont la signification est soulignée dans une autre Note ([6]).

2° Fait nouveau et très important, on observe fréquemment des bourgeons épidermiques bien caractérisés (*fig.* 1). Les *Linaria reticulata* Desf., *L. bipartita* Wild., *L. supina* Desf. sont particulièrement typiques à cet égard, puisque 50 % environ de leurs aisselles en possèdent. Soulignons

qu'il s'agit d'organes développés en présence du sommet végétatif en croissance, donc appartenant à la morphogenèse normale des plantes. Si l'on fait un rapprochement avec les dédifférenciations provoquées expérimentalement ([2]) chez la *L. chalepensis* Mill., on notera que, dans le dernier cas, le pouvoir de bourgeonnement épidermique existe dans toute aisselle vide, mais est inhibé par le sommet apical; tandis que, dans le cas présent, les ébauches épidermiques se sont d'abord formées, puis ont eu leur développement inhibé par dominance apicale. Gregory et Veale ([7]) ont d'ailleurs montré récemment qu'une telle dominance pouvait conduire à la disparition totale des bourgeons axillaires du Lin. Sur 50 aisselles observées, on a ainsi en puissance 42 bourgeons superficiels chez la *L. triphylla* L., 49 chez la *L. chalepensis* Mill., 37 chez la *L. reticulata* Desf., 46 chez la *L. bipartita* Wild. et 50 chez la *L. supina* Desf. C'est-à-dire que cette tendance si spéciale caractérise parfaitement l'épicotyle des Linaires.

État des aisselles foliaires et origine des bourgeons axillaires sur l'épicotyle de quelques espèces de Linaires.

	Sur 50 aisselles étudiées, on observe les nombres suivants :				
Espèces étudiées.	aisselles vides.	bourgeons épidermiques.	bourgeons sous-épidermiques.	bourgeons profonds.	bourgeons d'origine douteuse (trop développés).
L. supina...........	28	22	0	0	0
L. triphylla.........	40	2	0	0	8
L. chalepensis.......	41	8	0	0	1
L. reticulata.........	13	24	6	3	4
L. bipartita..........	19	27	2	2	0
L. striata...........	14	0	4	32	0
L. dalmatica.........	4	0	2	34	10

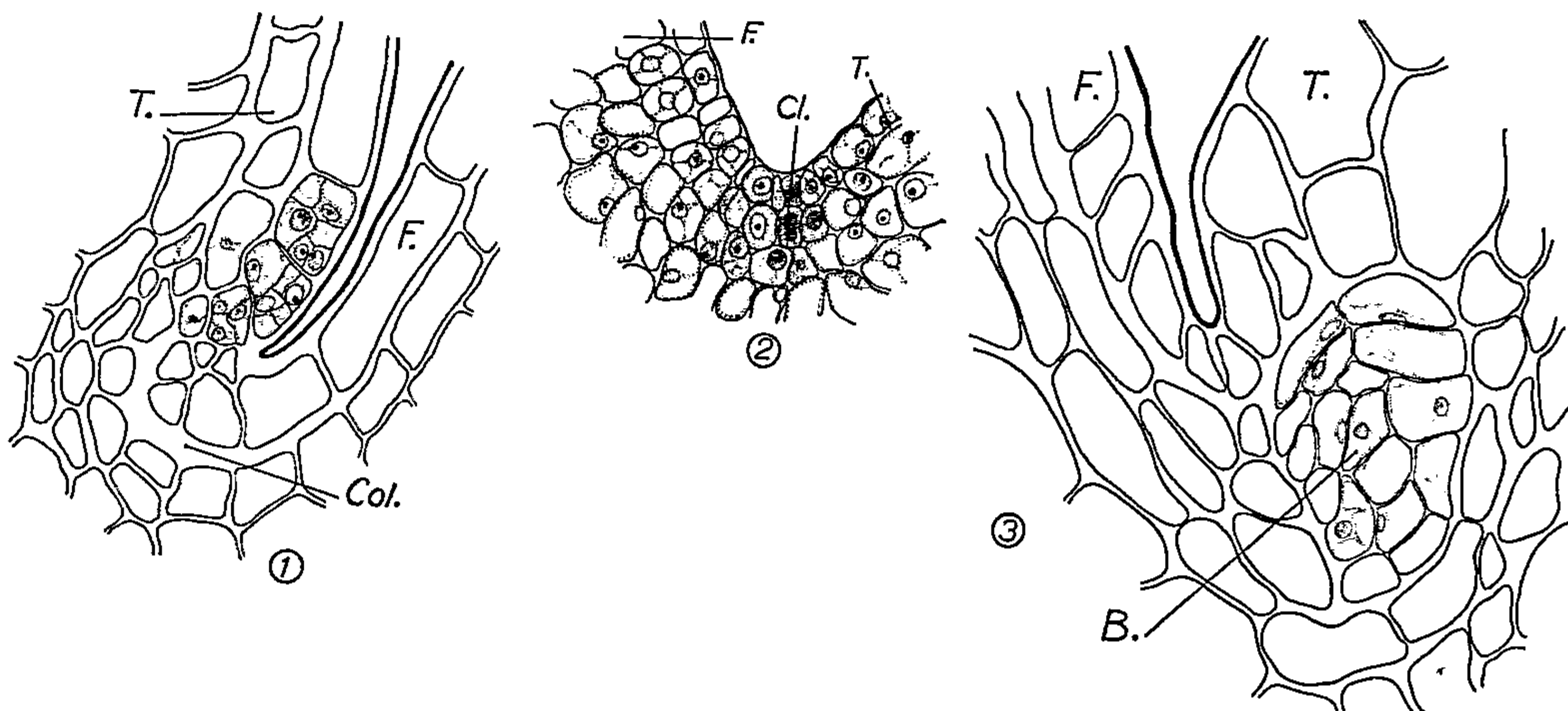
Trois remarques peuvent être faites :

a. Aisselles vides et bourgeons épidermiques ne sont pas obligatoirement liés aux épicotyles rampants et condamnés à mort avant la floraison par l'influence inhibitrice des rameaux hypocotylaires vigoureux. Chez la *L. supina* en effet, l'épicotyle reste dressé et fleurit normalement.

b. Les Linaria striata D. C. et *L. dalmatica* Mill. se singularisent par l'absence totale de cloisonnements superficiels et par la relative rareté des aisselles vides. Or, ce sont les deux seules espèces non annuelles étudiées. Il faudra donc rechercher si d'autres Linaires vivaces se comportent de manière analogue.

2° Nous avons pu observer un petit nombre de bourgeons d'origine sous-épidermique. La figure 2 illustre un exemple pris chez *L. dalmatica*. On remarque un certain nombre de cellules méristématiques appartenant

à l'épiderme et aux deux assises sous-jacentes. Mais c'est dans l'assise sous-épidermique qu'apparaît la première cloison (Cl). Des stades plus avancés montrent que l'épiderme ne subit pas de cloisonnements anticlinaux et ne participe pas à l'édification de l'axe du bourgeon. De même,



Aisselles foliaires et bourgeons axillaires sur l'épicotyle de quelques espèces de Linaires.
1, bourgeon épidermique; 2, bourgeon sous-épidermique (*L. dalmatica*); 3, bourgeon axillaire arrêté dans son développement (*L. dalmatica*).
F, feuille; T, tige; Cl, cellule sous-épidermique divisée par une cloison.

la troisième assise se cloisonne tardivement, alors que la deuxième a déjà engendré un massif cellulaire important. On est donc en présence d'une caulogenèse plus superficielle que celle observée habituellement. Une ontogenèse analogue a déjà été décrite pour les bourgeons surnuméraires de *Chænorrhinum minus* L. ([3]).

3° Une conséquence de ce qui précède est que les axillaires de formation normale sont rares sur les épicotyles des espèces étudiées, exception faite pour *L. striata* D. C. et *L. dalmatica* Mill. Mais sur cette dernière certains aspects curieux doivent être signalés : on observe, inclus dans une gaîne de parenchyme très différencié, et parfois même dans un collenchyme, un massif de cellules plus petites, à parois minces, ayant conservé des caractères plus méristématiques que leurs voisines (*fig.* 3). Tout se passe comme si un bourgeon axillaire, initié précocement, avait été trop fortement inhibé pour subir une organisation quelconque et était resté enfoui dans les tissus voisins en maturation rapide.

(1) M. Champagnat, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 963.
(2) M. Champagnat, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1264.
(3) M. Champagnat, *Ann. Sc. Nat. Bot.*, 2e série, 1951, p. 121.
(4) M. Champagnat, *Bull. Soc. Bot. Fr.* (Mémoires), 1952, p. 166.

(5) B. C. SHARMAN, *Stain Techn.*, 18, 1943, p. 105.
(6) M. CHAMPAGNAT et J. BERTHIER, *Bull. Soc. Bot. Fr.* (sous presse).
(7) F. G. GREGORY et J. A. VEALE, *Symp. Soc. f. Exptl. Biol.*, 11, n° 1, 1957.
(8) M. CHAMPAGNAT, *Ann. Sc. Nat. Bot.*, 2e série, 15, 1954, p. 21.

(*Laboratoire de Botanique, Faculté des Sciences, Clermont-Ferrand.*)

PHYSIOLOGIE. — *Influence d'un sulfamide hypoglycémiant, l'aminophénurobutane* BZ 55, *sur la gestation de la ratte.* Note de M. **HERBERT TUCHMANN-DUPLESSIS** et Mme **LUCETTE MERCIER-PAROT**, présentée par M. Robert Courrier.

L'administration du 1er au 12e jour de la gestation de quantités croissantes d'aminophénurobutane BZ 55 provoque des accidents dont la fréquence et la gravité sont proportionnelles aux doses employées. Avec 200 et 350 mg par jour on observe des anomalies fœtales et des avortements.

L'équilibre glucidique de la mère joue vraisemblablement au cours de la gestation un rôle important, mais encore incomplètement élucidé. Un exemple bien connu de l'influence nocive de l'hyperglycémie nous est fourni par la diminution de la fertilité chez les femmes diabétiques ou prédiabétiques. Leur grossesse est grevée d'accidents fréquents et la perturbation du développement fœtal se traduit par une augmentation du pourcentage des malformations. Les conséquences de l'hypoglycémie maternelle n'ont été, par contre, que rarement étudiées sur le plan clinique comme sur le plan expérimental.

Nous rapportons ici les observations faites sur des rattes traitées par un sulfamide hypoglycémiant.

Des rattes primipares d'un poids moyen de 150 à 170 g ont été divisées en cinq lots : l'un témoin et quatre traités. Pour ces derniers on ajoute quotidiennement à la nourriture habituelle respectivement 60, 150, 200, 350 mg d'aminophénurobutane BZ 55 à partir de la fécondation jusqu'au 12e jour. L'évolution de la gestation est suivie par des frottis vaginaux quotidiens, des pesées régulières et les animaux sont sacrifiés le 16e jour.

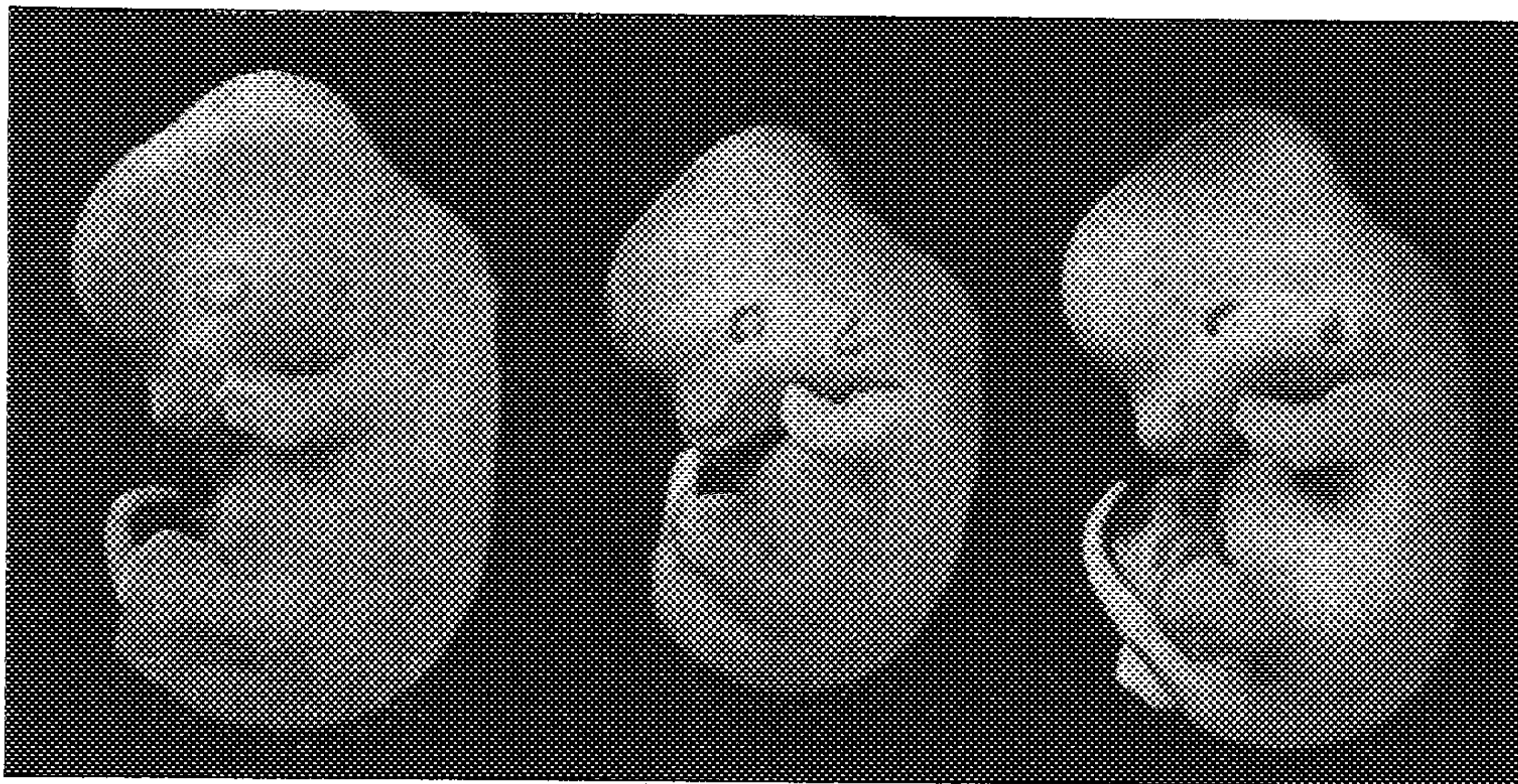
Les résultats résumés dans le tableau sont homogènes.

Doses quotidiennes de sulfamide (mg).	Nombre de rattes.	Avortements.	Nombre de fœtus vivants.	Nombre de fœtus morts.	Nombre de fœtus anormaux.
Témoins	5	0	45	0	0
60	9	0	81	2	0
150	6	2	23	5	1
200	6	0	39	17	8
350	7	7	–	–	–

Si les faibles doses d'aminophénurobutane BZ 55 ne modifient pas

l'évolution de la gestation, des doses plus fortes provoquent des avortements et des malformations.

Ainsi chez les rattes du troisième groupe (150 mg par jour de BZ 55) deux femelles avortent et les autres donnent 23 fœtus vivants dont un présente une microphtalmie. Dans le quatrième groupe par contre (200 mg par jour de BZ 55) la fréquence des résorptions fœtales et des malformations est accrue : on trouve 17 nodules de résorption et sur 39 fœtus vivants



Fœtus de 16 jours, à gauche d'une mère témoin, à droite deux fœtus microphtalmes, de taille réduite, issus d'une mère traitée.

8 présentent des microphtalmies ou des anophtalmies uni et bilatérales (*fig.*). De plus les fœtus de ce groupe souvent de taille réduite ont une grande fragilité vasculaire qui se traduit par l'existence fréquente d'hématomes siégeant, soit au niveau de la tête, soit le long du rachis. Enfin des doses plus fortes, 350 mg, interrompent la gestation chez toutes les rattes entre les 11e et 13e jours.

Ce sulfamide hypoglycémiant ne s'avère donc réellement nocif pour le développement fœtal que dans les cas où les mères reçoivent quotidiennement des doses égales ou supérieures à 150 mg. Mais, si de fortes doses de BZ 55 s'avèrent capables de provoquer des malformations, le mécanisme de cette action tératogène reste à élucider.

Le rôle de l'hypoglycémie dans le déterminisme des accidents observés paraît pour l'instant douteux. En effet, dans des expériences parallèles, au cours desquelles nous avons réalisé des états hypoglycémiques par injections d'insuline, nous n'avons pas observé de perturbations du développement fœtal. Sur un premier groupe de sept rattes, maintenu à un régime normal, qui reçut 8 U. I. d'insuline les 6e, 7e, 8e et 9e jours après

l'accouplement, la gestation évolua normalement. Aucun des 61 fœtus prélevés ne présente d'anomalies. Dans un deuxième groupe, neuf rattes furent soumises au même traitement insulinique mais en plus furent privées de toute nourriture pendant les heures qui suivent l'injection, et cela jusqu'à l'apparition d'une crise hypoglycémique aiguë avec convulsions. Malgré ces hypoglycémies répétées nous n'avons observé sur 67 fœtus aucune anomalie.

Signalons que Lichtenstein et coll. (1) en utilisant une insuline retard ont observé chez le Rat un petit nombre de malformations discrètes. Chez l'embryon de poulet par contre, l'hormone pancréatique s'avère douée d'un fort pouvoir tératogène (2) et il en serait de même pour le fœtus de lapin (3).

L'absence d'accidents chez nos rattes soumises, par injection d'insuline, à des hypoglycémies aiguës et transitoires n'élimine pas mais rend peu probable le déterminisme hypoglycémique des malformations observées sous l'effet de l'aminophénurobutane BZ 55.

(1) H. Lichtenstein, G. M. Guest et J. Warkany, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 78, 1951, p. 398.
(2) W. Landauer, *Growth*, 17, 1953, p. 87.
(3) G. Chomette, *Beitr. path. Anat.*, 115, 1955, p. 439.

(*Laboratoire d'Embryologie, Faculté de Médecine, Paris.*)

PHYSIOLOGIE. — *Sur la durée minima de mouvements volontaires de flexion et d'extension.* Note (*) de M. Simon Bouisset, présentée par M. Léon Binet.

Au cours de recherches sur la physiologie du mouvement qu'il nous est possible de réaliser grâce au piézodynamographe du Centre d'Études scientifiques de l'Homme, notre attention a été attirée par l'intérêt que pouvait présenter la prise en considération de la durée minima d'exécution des mouvements.

1. *Protocole expérimental.* — On sait que le piézodynamographe enregistre la variation continue, en fonction du temps de la résultante, changée de signe, des forces appliquées au centre de gravité du sujet : le piézodynamographe permet donc d'évaluer des temps.

En ce qui concerne le mouvement de flexion du tronc et des jambes et le mouvement inverse d'extension, avec arrêt en flexion, les courbes expérimentales ont une allure sinusoïdale. La courbe figurée (*fig.* 1) représente les enregistrements-types suivant la composante verticale, qui est prépondérante dans chacun des deux cas envisagés (1).

Nous appelons T_1 et T_2, la durée de chacune des phases de la flexion

comptées sur la composante verticale; T'_1 et T'_2 les éléments analogues de l'extension.

On a enregistré 54 sujets, d'âge comparable, sur 24 mouvements de flexion et 24 mouvements de redressement chacun; un intervalle d'environ 2 s séparait deux mouvements consécutifs. Ces mouvements étaient effectués à des vitesses

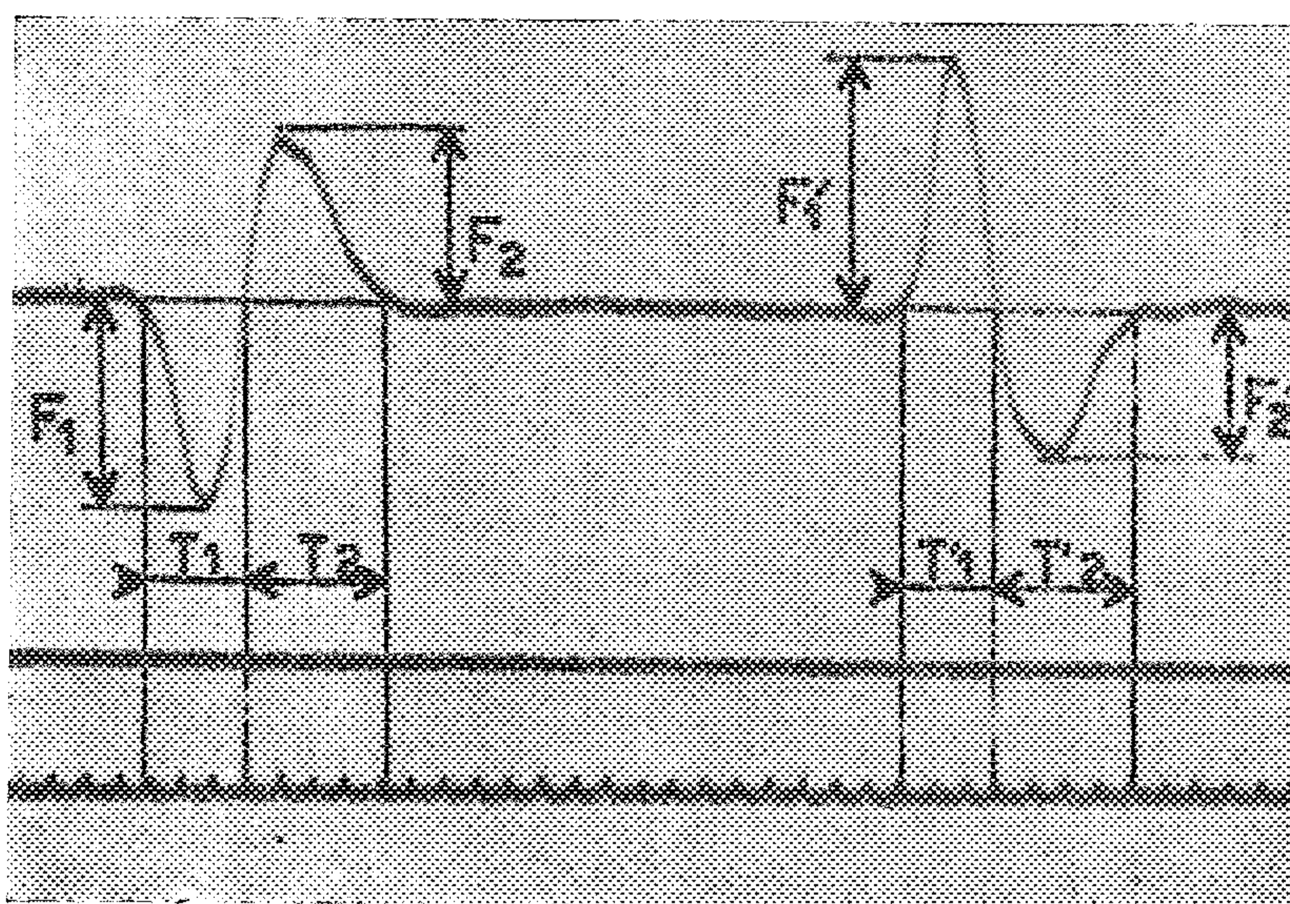


Fig. 1.

spontanées, allant de la plus lente compatible avec un mouvement continu, à la plus rapide possible. Les cadences n'étaient bien entendu pas imposées, ni à l'aide d'un métronome, ni de tout autre instrument similaire. On incitait seulement les sujets à aller plus vite ou plus lentement.

Les courbes dépouillées, on a retenu pour chaque sujet, la valeur minima du temps de flexion $(T_1 + T_2)_m$ et la valeur minima du temps de redressement $(T'_1 + T'_2)_{m'}$ exprimées en centièmes de seconde.

2. *Résultats*. — *a*. Les coefficients de corrélation, r, obtenus sont les suivants :

$(T_1 + T_2)_m$ — $(T'_1 + T'_2)_m$,	$r = 0,67$;
$(T'_1 + T'_2)_m$ — Poids du sujet,	$r = 0,08$;
$(T'_1 + T'_2)_m$ — Taille,	$r = 0,01$;
$(T'_1 + T'_2)_m$ — Hauteur du tronc,	$r = -0,21$;
$(T'_1 + T'_2)_m$ — Longueur du membre supérieur,	$r = 0,1$;
$(T'_1 + T'_2)_m$ — » » inférieur,	$r = -0,03$.

b. Nous avons testé par le test du χ^2 la normalité des deux distributions :

$$(T_1 + T_2)_m \begin{cases} m = 66,61; \\ \sigma = 5,60; \end{cases} \qquad (T'_1 + T'_2) \begin{cases} m' = 60,54; \\ \sigma' = 6,33. \end{cases}$$

On peut dans chaque cas retenir l'hypothèse de la normalité à la probabilité de 95 %.

Par ailleurs nous avons étudié si les temps minima moyens de flexion et de redressement pouvaient être considérés comme différents : la différence $(m - m')$ est très hautement significative ($P = 0,99$).

Nous avons enfin éprouvé la linéarité de la liaison entre $(T_1 + T_2)_m$ et $(T'_1 + T'_2)_m$, en comparant deux estimations de la variance résiduelle par le test F de Snédécor. La valeur trouvée (1,27) est nettement inférieure aux nombres 1,88 et 2,49 de la table à $P = 0,05$ et $P = 0,01$.

La régression peut donc être considérée comme linéaire.

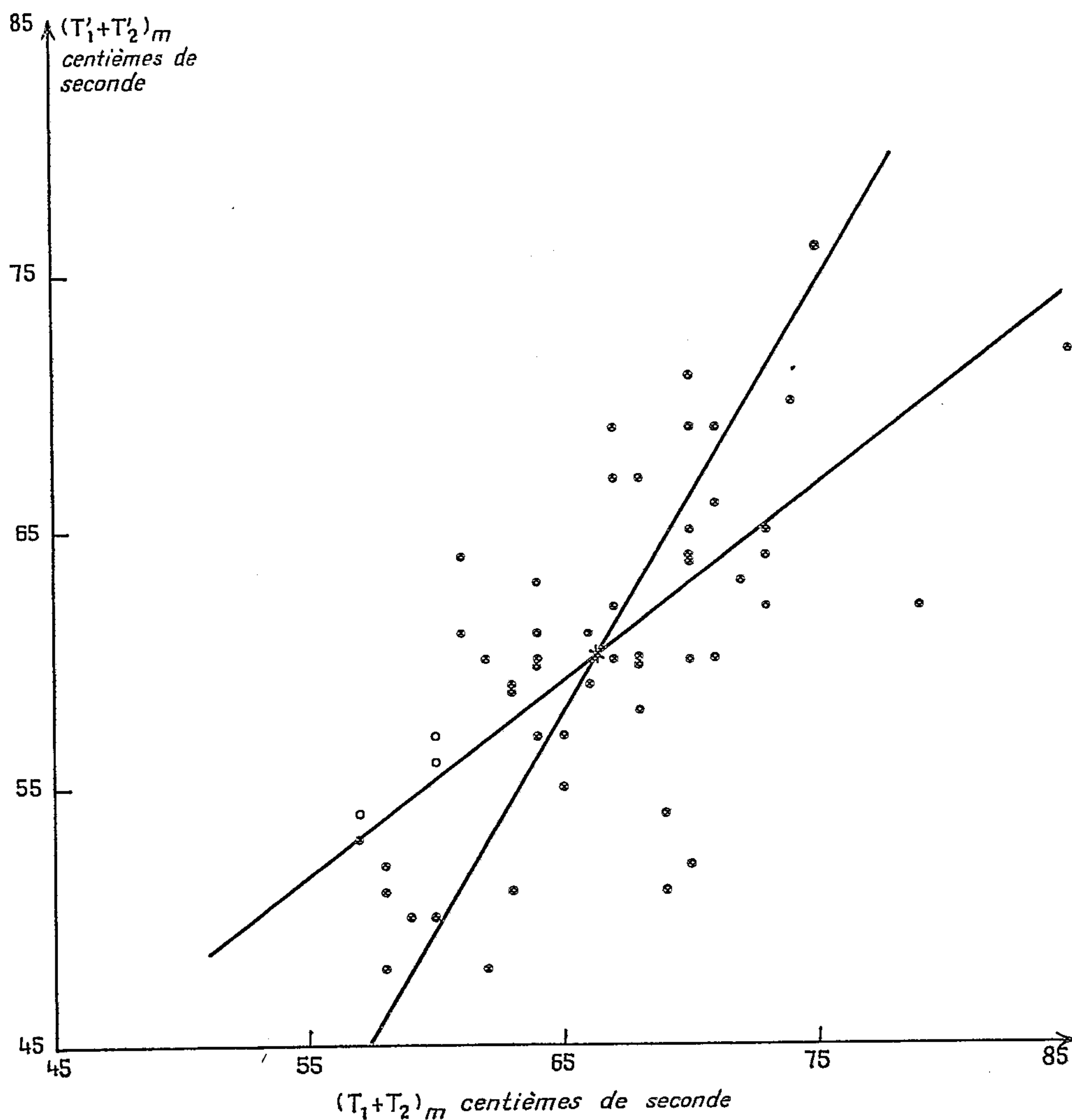


Fig. 2.

3. *Interprétation des résultats.* — En ce qui concerne le sujet moyen de la population étudiée, on constate que son temps minimum de redressement est

significativement plus court que son temps minimum de flexion : dans ces conditions extrêmes de fonctionnement, il se relève donc plus vite qu'il ne se baisse (*fig.* 2).

Par ailleurs, la seule corrélation significative est celle liant les caractéristiques de durée minima des mouvements inverses : le temps minimum de flexion est linéairement lié au temps minimum de redressement.

On constate enfin qu'il n'existe pas de corrélation significative entre les temps minima et les poids, taille, longueur des segments anatomiques (tronc, membre inférieur, membre supérieur).

Nous poursuivons actuellement nos recherches afin de déterminer la variabilité intra-individuelle de ces données de durée minima.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) S. Bouisset, *Thèse Doctorat ès sciences*, Toulouse, 1956.

NEUROPHYSIOLOGIE. — *Dérivation endocytaire simultanée de l'activité de différents neurones,* in situ. Note de M. Nicolas Chalazonitis et Mme Angélique Arvanitaki-Chalazonitis, transmise par M. Albert Policard.

Il est possible, en procédant par microdérivations endocytaires multiples, de contrôler simultanément les activités de plusieurs somata d'identités définies, sur la face dorsale des ganglions viscéraux d'*Aplysia* (*fig.* 1).

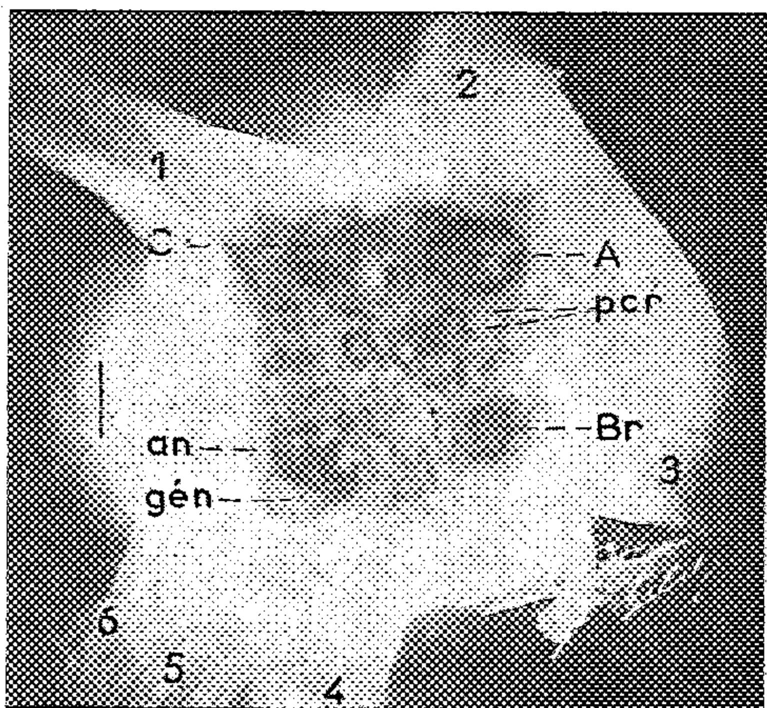


Fig. 1.

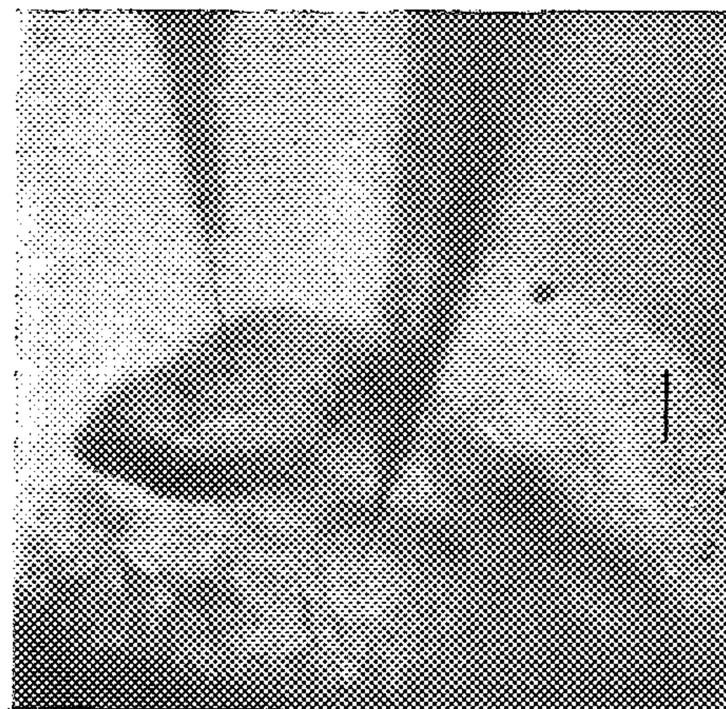


Fig. 2.

Fig. 1. — Face dorsale du ganglion d'*Aplysia faciata*. On identifie : le soma A avec un cortège de petits somata (p. c. r.); les somata Br, C, *an*, *gén*, respectivement à l'origine des nerfs branchial (3), pleuro-génital (1), anal (6) et génital (5). Échelle : 500 μ.

Fig. 2. — Deux microélectrodes, respectivement dans le soma A et dans un soma voisin (p. c. r.). Échelle : 100 μ.

Ici, les potentiels du soma A furent étudiés simultanément à ceux de l'un des autres somata du ganglion (*fig.* 2), soit en absence de tout stimulus extrinsèque, soit pendant une activation synaptique.

Les enregistrements obtenus sur plus de 30 préparations, ont d'une part permis de reconnaître pour chacun des somata examinés, une configuration propre caractéristique des potentiels d'activité. En l'absence de stimulus extrinsèque : fréquence propre des pointes; leur groupement sur ondes lentes (soma Br); absence ou présence de potentiels positifs interposés entre les pointes (somata *an*, *gén*, certains p. c. r.); construisent pour chaque soma considéré, des « motifs » d'activité idiorythmiques, facilement reconnaissables.

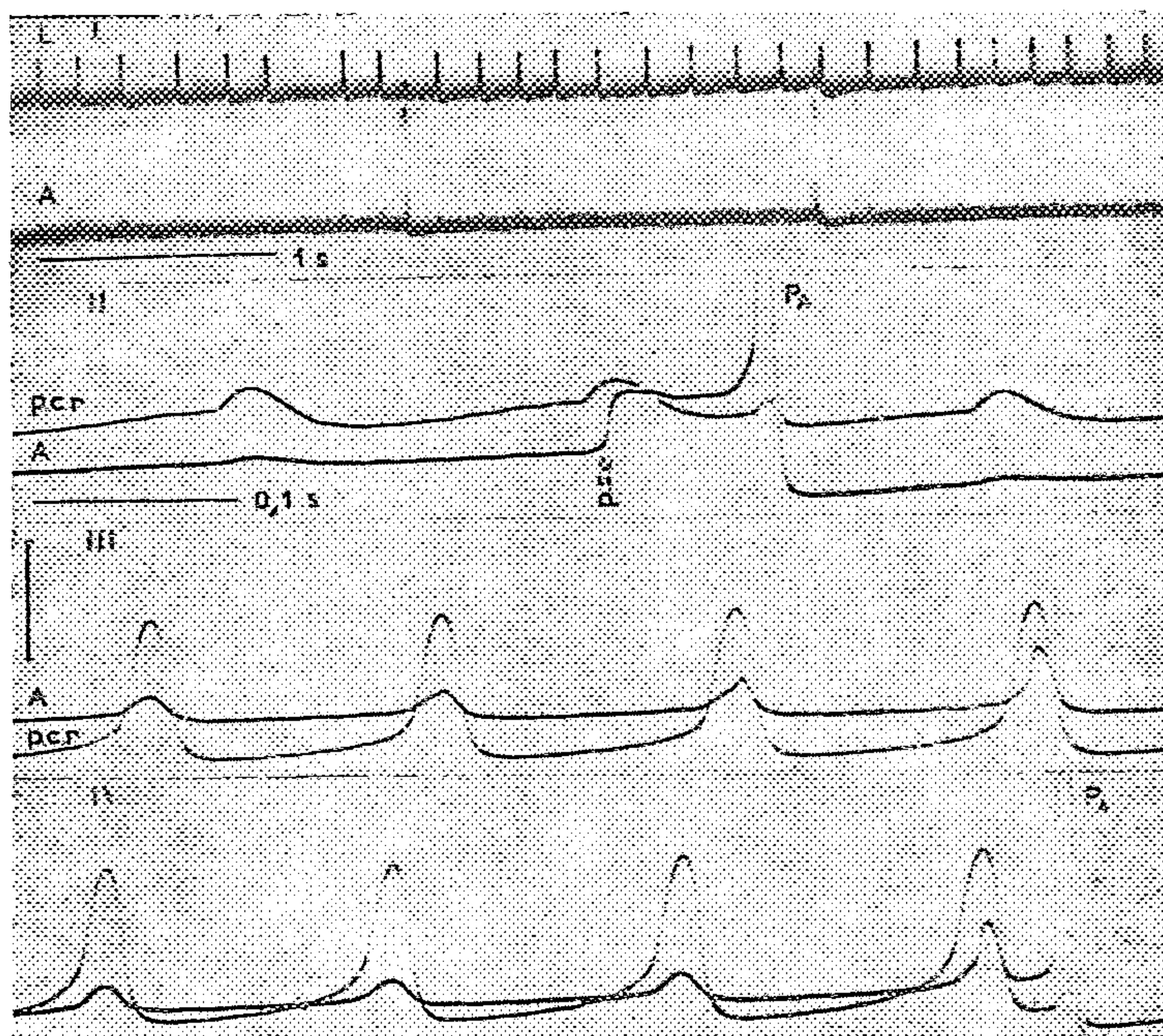


Fig. 3.

I. Microdérivation simultanée des potentiels du soma L et du soma A. Autoactivité du soma L avec pointes à la fréquence 6 s et potentiels positifs; autoactivité indépendante de A, à la fréquence de 3/5 s. Échelle : 40 mV pour A; 80 mV pour L.

II. Microdérivation simultanée des potentiels du soma A et d'un soma p. c. r. pendant une stimulation faible constante du connectif. L'activation orthodrome maximale de A (p. s. e., potentiel post-synaptique d'excitation) coïncide avec l'activation sous-liminaire de p. c. r.

III. Autoactivité maximale de p. c. r., entraînement synchrone sous-liminaire gradué de A.

IV. Autoactivité maximale de p. c. r., entraînement liminaire de A(P_A). Échelle : 30 mV pour A; 60 mV pour p. c. r.

D'autre part, les rapports fonctionnels entre les cellules examinées se classent en deux types principaux :

a. *Indépendance des activités* : en général constatée entre A et C; entre A

et *gén.* ou *an.* (distants de 0,5 à 1 mm), indépendance aussi entre A et L (*fig.* 3, I), distants de moins de 200 μ. Elle est manifeste autant pendant l'autoactivité que pendant la stimulation d'un nerf.

b. Coordination des activités, de règle entre le soma A et les somata p. c. r., tous synaptiquement activables par la voie du connectif pleurobranchial (2, *fig.* 1). La coordination peut affecter deux aspects :

1° *Synergique* : pendant la stimulation portée sur le connectif, l'activation est synchrone sur les somata considérés (*fig.* 3, II). En absence de stimulation du nerf, on observera des synchronisations des pointes entre somata synergiques autoactifs. Si l'un d'eux est seul autoactif, on observera l'entraînement synchrone sous-liminaire (*fig.* 3, III) ou liminaire (*fig.* 3, III) du soma synergique apparié.

2° *Antergique* : pendant la stimulation du connectif, aux potentiels post-synaptiques négatifs d'excitation enregistrés sur l'un des somata, correspondent des potentiels post-synaptiques positifs d'inhibition sur le soma apparié (soma A et certains p. c. r.).

ENDOCRINOLOGIE. — *Action de la cortisone et de l'hydrocortisone sur la teneur de la surrénale du Rat et de la Souris en substances hypertensives.* Note de MM. **Alfred Jost** et **Jacques Roffi**, présentée par M. Robert Courrier.

L'injection de cortisone ou d'hydrocortisone à des rats à divers stades du développement — du fœtus à l'adulte — ou à des souris, provoque une élévation du contenu hypertenseur des surrénales.

Au cours de recherches sur la production par les glandes endocrines du fœtus de substances hypertensives, recherches entreprises à propos d'une race de lapin présentant *in utero* des lésions nécrosantes des extrémités (acroblapsie héréditaire) [1], nous avons eu l'occasion de faire diverses observations sur les surrénales [2]. Chez un petit nombre de fœtus décapités de lapin ou de rat, nous avons observé une réduction du contenu hypertenseur des surrénales; chez d'autres, soumis à l'action de la cortisone, la modification était inverse.

Or à la suite d'expériences sur les Vertébrés inférieurs ou les Mammifères, plusieurs auteurs ont suggéré l'existence de relations entre la production de catéchols hypertenseurs par la médullo-surrénale et l'activité de la corticosurrénale [3], [4], [5], [6] ou montré l'influence opposée sur la médullosurrénale de l'hypophysectomie [6], [7], [8] et d'injections de corticostimuline [6], [8], [9] ou d'hormones corticosurrénaliennes [3], [5], [6]. Nous avons étudié chez des animaux intacts (souris et rats blancs), à divers stades du développement, l'action d'un traitement par des corticoïdes.

Une suspension microcristalline d'acétate de cortisone ou d'acétate d'hydrocortisone (Roussel) a été injectée par voie sous-cutanée aux animaux à étudier (à la mère, dans le cas des fœtus), selon les modalités résumées dans le tableau. Ce traitement provoque généralement une perte de poids des animaux. Les témoins reçoivent dans les mêmes conditions une injection d'eau salée.

Animal.	Traitement. Dose quotidienne.	Nombre d'injections.	(*) (%).
5 fœtus de rat de 21 jours..........	1,2 à 2,8 mg C (**)	8 (à la mère)	+ 20
7 » »	10 »	6 (à la mère)	+ 40
5 » »	10 »	6 (à la mère)	+ 30
3 rats de 3 jours (10 g)............	0,3 »	4	+ 63
3 rats de 12 jours.................	0,03 »	5	+ 7
Rat de 21 jours (35 g)............	0,6 »	4	+100
Rat ♀ adulte (env. 180 g).........	1,2 »	15	+ 40
» »	1,2 mg H (**)	21	+ 52
» »	1,8 »	15	+ 50
» »	1,8 »	17	+ 77
Rat ♀ adulte (pleine).............	1,2 à 2,8 mg H	8	+ 70
Souris ♀ adulte (env. 40 g.).......	0,6 mg C	4	+ 25
» »	0,6 »	5 (1 jour sur 2)	+ 52
» »	0,6 »	8	+100
» »	0,6 mg H	8	+118
» »	2,4 mg C	2	+ 80

(*) Différence entre l'activité hypertensive des surrénales des injectés et des témoins (% de la valeur des témoins).

(**) C, cortisone acét.; H, hydrocortisone acét.

Pour chaque expérience on a préparé deux extraits à partir du même nombre de surrénales, l'un avec les glandes des animaux soumis aux corticoïdes, l'autre avec celles des témoins. Dans le cas des fœtus ou des jeunes rats on a traité ensemble les glandes de plusieurs animaux. Les surrénales sont simplement broyées dans un volume connu d'eau salée à 9 ‰ légèrement acide, et l'extrait séparé par centrifugation. L'activité hypertensive de ces extraits a été mesurée par leur action sur la pression carotidienne du Rat anesthésié à l'éthyluréthane, selon la technique de Landgrebe, Macaulay et Waring [10] légèrement modifiée. On injecte alternativement 0,1 ml de chaque extrait par voie intraveineuse, de manière à faire alterner sur le même tracé les courbes relatives aux animaux injectés ou aux témoins.

L'activité hypertensive de chaque extrait est estimée par la valeur, sur

l'enregistrement graphique, de l'élévation de pression produite; la différence entre les surrénales des animaux injectés ou témoins a été exprimée en pour-cents de la valeur trouvée pour les témoins. Dans un certain nombre de cas on a reproduit l'élévation de la pression provoquée par les extraits, en injectant des quantités connues d'adrénaline. On peut ainsi exprimer la valeur hypertensive des extraits par un équivalent en adrénaline.

Le résultat des 16 expériences rapportées dans le tableau est absolument constant : les surrénales de tous les animaux injectés quel que soit leur âge, renferment un contenu hypertensif plus élevé que celui des témoins.

La différence la plus faible (rats de 12 jours) a été observée dans le cas où la dose d'hormone injectée était la plus faible.

La différence entre animaux injectés et témoins est également perceptible dans les coupes histologiques colorées selon la technique de Mac Manus, et qui montrent chez les animaux injectés, à côté d'une involution du cortex, une coloration plus intense de la zone médullaire que chez les témoins.

Ce résultat global, dont nous entreprenons l'analyse détaillée tant du point de vue de la nature des substances hypertensives contenues dans les surrénales que des corrélations endocriniennes en cause, vient s'inscrire dans la série des recherches encore parcellaires consacrées aux corrélations entre l'hypophyse, la corticosurrénale et la médullosurrénale [(3) à (9)].

Il est possible que l'analyse des corrélations entre les hormones du cortex et le fonctionnement de la médulla dévoile un jour l'utilité physiologique de l'association intime entre ces deux glandes chez la plupart des Vertébrés.

(1) A. Jost, *Arch. Franç. Pédiatrie*, 10, 1953, p. 855.

(2) Dans trois cas sur quatre examinés jusqu'ici, les surrénales de fœtus homozygotes, porteurs d'hémorragies des extrémités présentaient un contenu hypertenseur plus élevé que celles des fœtus hétérozygotes normaux, des mêmes portées.

(3) G. Lehmann et H. Kinzius, *Pflügers Arch.*, 251, 1949, p. 404.

(4) D. M. Shepherd et G. B. West, *Brit. J. Pharmacol.*, 6, 1951, p. 665.

(5) G. Lehmann et H. Kinzius, *Pflügers Arch.*, 254, 1951, p. 257.

(6) C. E. Rapela et M. F. Gordon, *Rev. Soc. Argent. Biol.*, 32, 1956, p. 75.

(7) B. A. Houssay, R. Gerschmann et C. E. Rapela, *Rev. Soc. Argent. Biol.*, 26, 1950, p. 29.

(8) B. Hökfelt, *Acta Physiol. Scand.*, 25, suppl. 92, 1951.

(9) U. S. von Euler et R. Luft, *Acta Endocrinologica*, 3, 1949, p. 323.

(10) F. W. Landgrebe, M. H. F. Macaulay et H. Waring, *Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, B, 62, 1946, p. 202.

(*Laboratoire de Physiologie comparée, Faculté des Sciences, Paris.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Évolution de la concentration de l'acide ascorbique dans les surrénales d'embryons de Rat, au cours des derniers jours de la gestation.* Note de M[lle] **Alia Cohen**, présentée par M. Robert Courrier.

On constate une augmentation de la teneur en acide ascorbique dans les surrénales fœtales du Rat de 17 à 21 jours. Il est possible de distinguer deux phases d'accumulation : entre 18 et 19 jours d'une part, 20 et 21 jours d'autre part.

On connaît l'importance physiologique des variations du taux d'acide ascorbique dans les surrénales du Rat adulte (1).

En ce qui concerne l'embryon de Rat, une étude systématique, à l'aide d'un dosage, de la concentration de l'acide ascorbique dans les surrénales en fonction de l'âge n'a pas encore été réalisée. Cependant Jones, Lloyd et Wyatt (2) ont dosé, au 21e jour de la gestation, la concentration de l'acide ascorbique dans les surrénales de fœtus issus de mères normales ou injectées de corticostimuline. Lever (3) a observé sur coupes la répartition de l'acide ascorbique dans les surrénales embryonnaires : l'acide ascorbique est surtout localisé dans la médulla de 16 à 18 jours *post coïtum*, et à la fois dans le cortex et la médulla à 20 jours *post coïtum*.

Chez l'embryon de poulet, Case (4) a constaté une forte augmentation du taux d'acide ascorbique dans les surrénales entre 13 et 14 jours d'incubation.

Nos expériences ont porté sur un lot de 44 rattes blanches provenant d'un élevage homogène (Charentes-Maritimes) et recevant toutes la même nourriture (biscuits Causse). Les rattes ont été mises au mâle la nuit (vers 20 h) et un frottis a décelé les spermatozoïdes le lendemain matin (vers 10 h) : on a admis que les femelles ont pris le mâle à 3 h $\pm$ 7 h. Les rattes ont été sacrifiées 17, 18, 19, 20 et 21 jours *post coïtum*. Le poids des rattes utilisées, au moment du sacrifice, a varié de 165 à 215 g (après avoir retranché le poids de leurs fœtus). Elles ont été assommées, puis saignées; les surrénales prélevées, pesées et l'acide ascorbique qu'elles contiennent dosé par la méthode de Roe et Kuether (5).

Par portée, deux ou trois embryons de même sexe ont été prélevés, pesés, disséqués; leurs surrénales pesées ensemble sur une balance de précision et leur acide ascorbique dosé par la même méthode.

Les résultats ont été résumés dans le tableau ci-contre. Ils expriment la moyenne des chiffres obtenus pour chaque stade fœtal envisagé.

En moyenne le taux d'acide ascorbique dans les surrénales maternelles est relativement homogène.

La quantité d'acide ascorbique contenue dans deux surrénales fœtales augmente rapidement en fonction de l'âge de l'embryon. Mais l'accumu-

lation d'acide ascorbique est plus rapide entre 18 et 19 jours, ou 20 et 21 jours, qu'entre 17 et 18 jours, ou 19 et 20 jours.

Age de l'embryon ± 7 h.	Acide ascorbique dans les surrénales maternelles en µg pour 100 mg de glande.	Poids de deux surrénales fœtales (mg).	Acide ascorbique dans les surrénales fœtales en µg pour deux surrénales ± σ.	Acide ascorbique dans les surrénales fœtales en µg pour 100 mg de glande ± σ.	
17 jours 11 h...	316 (8)	0,79 [23]	1,47 ± 0,28	185 ± 28	
					$p < 0,1$
18 jours 11 h...	321 (10)	1,35 [32]	2,80 ± 0,38	208 ± 24	
					$p < 0,01$
19 jours 11 h...	329 (10)	2,01 [29]	5,01 ± 0,49	248 ± 29	
					$p < 0,6$
20 jours 9 h...	365 (8)	2,50 [28]	6,53 ± 0,75	256 ± 31	
					$p < 0,01$
21 jours 9 h...	337 (8)	2,61 [23]	8,54 ± 1,05	325 ± 18	

Les chiffres ( ) indiquent le nombre de portées utilisées.
Les chiffres [ ] indiquent le nombre d'embryons utilisés.

La quantité d'acide ascorbique rapportée au poids des surrénales augmente aussi de 17 à 21 jours mais plus faiblement. Entre 17 et 18 jours, l'augmentation du taux d'acide ascorbique (exprimé en microgrammes pour 100 mg de glande) n'est pas statistiquement significative (p, selon Fisher, $< 0,1$); il en est de même entre 19 et 20 jours ($p < 0,6$). Par contre, on peut noter une forte augmentation du taux d'acide ascorbique entre 18 et 19 jours et surtout entre 20 et 21 jours; ces deux augmentations sont statistiquement significatives ($p < 0,01$).

Il existe donc essentiellement deux phases d'accumulation de l'acide ascorbique entre 18 et 19 jours, d'une part, 20 et 21 jours, d'autre part.

On peut rapprocher ces faits de la répartition des lipides dans le cortex surrénal fœtal du Rat ([6]), ([7]), ([3]). La quantité de lipides augmente dans la glande de 16 à 19 jours; suit une période de remaniements du cortex entre 19 et 20 jours, puis aurait lieu une nouvelle période d'accumulation des lipides entre 20 et 21 jours ([6]).

([1]) G. Sayers et M. A. Sayers, *Physiol. Rev.*, 30, 1950, p. 244.
([2]) J. M. Jones, C. W. Lloyd et T. C. Wyatt, *Endocrinology*, 53, 1953, p. 182.
([3]) J. D. Lever, *J. Anat. G. B.*, 89, 1955, p. 293.
([4]) J. F. Case, *Ann. New York Acad. Sc.*, 55, 1952, p. 147.
([5]) J. H. Roe et C. A. Kuether, *J. Biologic. Chem.*, 147, 1943, p. 399.
([6]) A. Cohen, *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 321.
([7]) J. B. Josimovich, A. J. Ladman et H. W. Deane, *Endocrinology*, 54, 1954, p. 627.

(*Laboratoire de Physiologie comparée, Faculté des Sciences, Paris.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Recherches préliminaires sur la sécrétion de thyroxine par la thyroïde du fœtus de rat, en fin de gestation.* Note de M. **Jean-Pierre Geloso**, présentée par M. Robert Courrier.

Après injection de ^{131}I à des rattes gestantes thyroïdectomisées, le plasma des embryons contient de la thyroxine marquée; cette hormone n'a pu être décelée chez des embryons privés d'hypophyse.

S'il est actuellement bien établi que la thyroïde de l'embryon de mammifère, une fois différenciée, est capable de fixer l'iode radioactif et d'effectuer la synthèse d'hormones thyroïdiennes (1), (2), (3), par contre il est encore difficile de préciser dans quelle mesure ces hormones sont sécrétées dans le sang.

Une première indication a été apportée par Jost, Morel et Marois en 1949 (4); ces auteurs ont montré que la thyroïde du fœtus de lapin, après avoir fixé l'iode radioactif mis à sa disposition, en libère la plus grande partie dans les 24 h qui suivent.

La réaction de la thyroïde fœtale aux antithyroïdiens est un autre argument en faveur d'une sécrétion thyroïdienne; le propylthiouracile est en effet capable de provoquer l'hypertrophie de la thyroïde du fœtus de rat, même en l'absence de l'hypophyse maternelle (5), mais n'a plus d'action chez l'embryon hypophysectomisé (6), ce qui implique l'existence d'un équilibre thyréo-hypophysaire chez le fœtus.

Courrier et Zizine (7), d'autre part, ont constaté que, après injection de ^{131}I à la Lapine gestante, le rapport des activités globulaire et plasmatique est beaucoup plus élevé chez l'embryon que chez la mère. L'ablation de la thyroïde de la mère élève le rapport H/P maternel qui rejoint les valeurs, restées inchangées, de l'embryon. Ces observations peuvent, entre autres, conduire à l'idée que la sécrétion d'hormones thyroïdiennes fœtales (si elle existe) est si peu importante qu'elle n'exerce pas d'influence décelable sur le test utilisé. Ce résultat est à rapprocher de l'observation de Gorbman, Lissitzky, Michel, Michel et Roche (1) qui trouvent un très faible taux de thyroxine marquée dans le sang de l'embryon de veau après injection d'iode radioactif à la mère.

Il semblerait donc, d'après ces différents travaux que la thyroïde de l'embryon de mammifère soit capable de sécréter ses hormones, mais en faible quantité.

Dans le but de préciser ces données chez le Rat, nous avons entrepris l'expérimentation suivante sur des femelles gestantes provenant d'un élevage particulier en Charente-Maritime : quatre rattes ont été thyroïdectomisées à 20 jours *post coïtum* et sacrifiées 24 h après (soit à

21 jours p. c.); quatre rattes ont été thyroïdectomisées à 19 jours p. c. et sacrifiées 48 h après (21 jours p. c.); deux rattes ont été thyroïdectomisées à 19 jours p. c. et sacrifiées 24 h après (20 jours p. c.).

Chez ces deux dernières rattes et chez deux des femelles étudiées entre 19 et 21 jours, quelques embryons ont été décapités de manière à éliminer l'hypophyse tout en laissant la thyroïde intacte (technique de Jost), les deux opérations (thyroïdectomie maternelle et décapitation des fœtus) étant pratiquées au cours de la même anesthésie.

Tous ces animaux ont reçu une dose traceuse de ^{131}I (environ 150 μC) par voie intraveineuse, juste après l'intervention.

Le sang est prélevé au niveau du cœur et recueilli sur héparine. Le plasma est extrait directement par du butanol chlorhydrique (sauf dans deux cas où une hydrolyse trypsique a été effectuée au préalable) et les produits de l'extraction chromatographiés sur papier en butanol ammoniacal.

La radioactivité au niveau de la thyroxine, sur les chromatogrammes du plasma des mères thyroïdectomisées est, soit nulle, soit non significative.

Chez les embryons normaux, les résultats sont variables suivant leur âge au moment de la thyroïdectomie et la durée de l'expérience (*voir* tableau).

Taux de thyroxine radioactive circulante par rapport à l'activité spécifique du plasma chez les embryons de mères thyroïdectomisées.

	Numéro de la portée.	Embryons (*).	Taux relatif de thyroxine (%).
Mères thyroïdectomisées et injectées de ^{131}I à 20 jours p. c.; sacrifiées à 21 jours p. c.	1	Normaux : 3	0
		» 3	0
	2	» 3	0
	3	» 3	Douteux
	4	» 3	12,5
Mères thyroïdectomisées et injectées de ^{131}I à 19 jours p. c.; sacrifiées à 21 jours p. c.	5	» 3	18
		» 3	13
	6	» 3	14
		» 3	12,5
	7	» 3	20
		Décapités : 2	Douteux
	8	Normaux : 3	12,5
		Décapités : 3	Douteux
Mères thyroïdectomisées et injectées de ^{131}I à 19 jours p. c.; sacrifiées à 20 jours p. c.	9	Normaux : 4	9
		Décapités : 3	Douteux
	10	Normaux : 4	7,5
		Décapités : 2	Douteux

(*) Pour obtenir une quantité suffisante de plasma, nous avons été amené à réunir le sang de deux, trois ou quatre embryons. Dans quelques portées, deux groupes d'embryons ont été étudiés parallèlement.

Embryons de mères thyroïdectomisées à 20 jours. — La présence de thyroxine n'a été observée à 21 jours que dans une seule portée (12,5 % de la radioactivité totale du plasma); dans toutes les autres, aucune trace ou présence douteuse.

Embryons de mères thyroïdectomisées à 19 jours. — La thyroxine a pu être décelée dans tous les cas; le taux relatif varie entre 12,5 et 20 % chez les embryons sacrifiés à 21 jours et est de 7,5 et 9 % chez ceux sacrifiés à 20 jours.

Chez les embryons décapités, par contre, le plasma ne semble pas contenir de thyroxine marquée, en quantité appréciable, 24 ou 48 h après l'injection de ^{131}I à la mère.

La présence de thyroxine marquée dans le sang des embryons de mères thyroïdectomisées permet de conclure que, en fin de gestation, la thyroïde fœtale est capable non seulement de synthétiser cette hormone mais aussi de la sécréter. D'après nos premiers résultats relatifs aux embryons décapités, cette sécrétion serait sous contrôle hypophysaire. Rappelons à ce sujet que les arguments en faveur d'un contrôle de la thyroïde par l'hypophyse sont nombreux. Nous avons signalé précédemment l'action des antithyroïdiens (6); de plus, l'absence d'hypophyse entraîne un retard dans la différenciation de la thyroïde (8), une diminution du taux de fixation de l'iode radioactif (4) et un ralentissement de la thyroxinogénèse (3).

Il est, d'autre part, intéressant de noter que, à l'exception d'un cas, la thyroxine n'a pu être décelée chez les embryons étudiés entre 20 et 21 jours p. c. Si ces derniers résultats se confirmaient, ils pourraient suggérer une chute du taux de sécrétion juste avant le terme. Une telle hypothèse cadrerait assez bien avec nos connaissances sur le fonctionnement des glandes endocrines fœtales et, en particulier, de l'hypophyse (9). Jost et Tavernier (10) ont en effet constaté que, dans l'hypophyse de l'embryon de rat, la charge en substance Mac Manus positive, maximum vers 19 et 20 jours, décroît légèrement vers 21 jours, observation compatible avec un affaiblissement de l'activité de l'hypophyse le dernier jour de la grossesse.

(1) A. Gorbman, S. Lissitzy, O. Michel, R. Michel et J. Roche, *C. R. Soc. Biol.*, 145, 1951, p. 1642 et *Endocrinology*, 51, 1952, p. 546.
(2) A. J. Waterman et A. Gorbman, *J. exp. Zool.*, 132, 1956, p. 509.
(3) J. P. Geloso, *C. R. Soc. Biol.*. 150, 1956, p. 2140.
(4) A. Jost, F. F. Morel et M. Marois, *C. R. Soc. Biol.*, 143, 1949, p. 142 et 146, 1952, p. 1066.
(5) M. Nikitovitch et E. Knobil, *J. Clin. Endocrin.*, 15, 1955, p. 837.
(6) A. Jost, *C. R. Soc. Biol.*, 151, 1957 (sous presse) et *Revue suisse Zool.*, 1957 (sous presse).
(7) R. Courrier et L. Zizine, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 258

(8) A. JOST, *Arch. Anat. Micr. et Morphol. exp.*, 42, 1953, p. 168.
(9) A. JOST et P. GONSE, *Arch. Anat. micr. et Morphol. exp.*, 42, 1953, p. 243.
(10) A. JOST et R. TAVERNIER, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1353.

(Laboratoire de Physiologie comparée, Faculté des Sciences, Paris.)

NUTRITION. — *Euglobulines plasmatiques et équilibre alimentaire.* Note (*) de MM. **PIERRE LALLOUETTE** et **RAYMOND FERRANDO**, présentée par M. Clément Bressou.

La précipitation des euglobulines sériques par la méthode de Sandor-Vargues a été pratiquée sur le sérum de 36 porcs âgés de 6 mois environ.
La majorité des courbes observées est très homogène et a permis d'établir un diagramme standard. Par rapport à ce diagramme, on a noté des modifications nettes du diagramme des animaux dont la ration est déséquilibrée.

L'étude porte sur 36 animaux dont le sang a été prélevé au moment de l'abattage au cours de deux séries d'expériences portant chacune sur trois lots de six porcelets âgés au départ d'environ 2 mois 1/2, de race « Large White », répartis au hasard (1) et (2).

Dans la série I, réalisée du 6 décembre 1955 au 10 avril 1956, on a distribué aux animaux les rations suivantes :

	Lot témoin A.	Lot B.	Lot C.
Orge	51	34	20
Avoine	10	10	10
Recoupettes	20	20	20
Farine de luzerne	5	8	11
Tourteau d'arachide	5	9	9
Farine de poisson	5	5	6
Mélasse	0	10	20
Condiment minéral	4	4	4

Les résultats ont été les suivants :

Régime.	Moyenne du lot (g/jour) et indice de consommation moyen (*k*).
Lot A. Témoins	$465 \pm 86 - 4,2\,k$
» B. Régime de base + 10% mélasse	$430 \pm 67 - 4,5\,k$
» C. » + 20% mélasse	$399 \pm 40 - 4,7\,k$

Dans la série II, réalisée du 23 janvier au 5 juin 1957, il a été distribué aux 18 sujets les rations suivantes :

	Lots		
	témoin A.	B.	C.
Orge	56	40	40
Avoine	5	4	4
Recoupettes	20	5	5
Farine de luzerne	5	8	8
Tourteau d'arachide (expeller)	5	11	11
Farine de poisson	5	8	8
Mélasse	0	20	20
Condiment minéral	4	4	4
SO_4Cu 250 mg/kg	—	+	—

Les résultats ont été les suivants :

Régime.	Moyenne de croissance du lot (g/jour) et indice de consommation (*k*).
Lot A. Témoins	516 ± 76 — 4,54 *k*
» B. 20 % mélasse + 250 mg/kg SO_4Cu	502 ± 56 — 4,50 *k*
» C. 20 % »	495 + 53 — 4,58 *k*

A l'abattage, l'examen pratiqué montre qu'aucun de ces animaux n'est atteint d'une affection rendant la viande impropre à la consommation. Aucune séquelle d'affection tuberculeuse n'est notée, sauf pour un animal présentant un ganglion cervical calcifié.

Une fiche réticulo-endothéliale est établie sur le sérum de chacun des animaux selon la méthode de Sandor-Vargues ([3]) de précipitation des euglobulines.

La majorité des résultats enregistrés est homogène et permet d'établir un diagramme standard, reproduit dans le tableau ci-après :

pH	7,4.	7.	6,6.	6,2.	5,8.	5,4.	5.	4,6.	Total des Δ.
Δ (moyenne) (tricellule Jobin et Yvon)	4	8	13	21	30	33	17	4	130
Maximum	6	11	17	24	33	37	17	6	151
Minimum	4	6	11	18	26	28	12	2	109

Il n'a été tenu compte que des modifications supérieures de 25 % au diagramme moyen. Nous avons constaté :

Série I :

— *Lot témoin* A : Tous les animaux présentent un diagramme normal.

— *Lot* B (10 % mélasse) : Trois animaux sur six présentent une augmentation : 165, 167, 192.

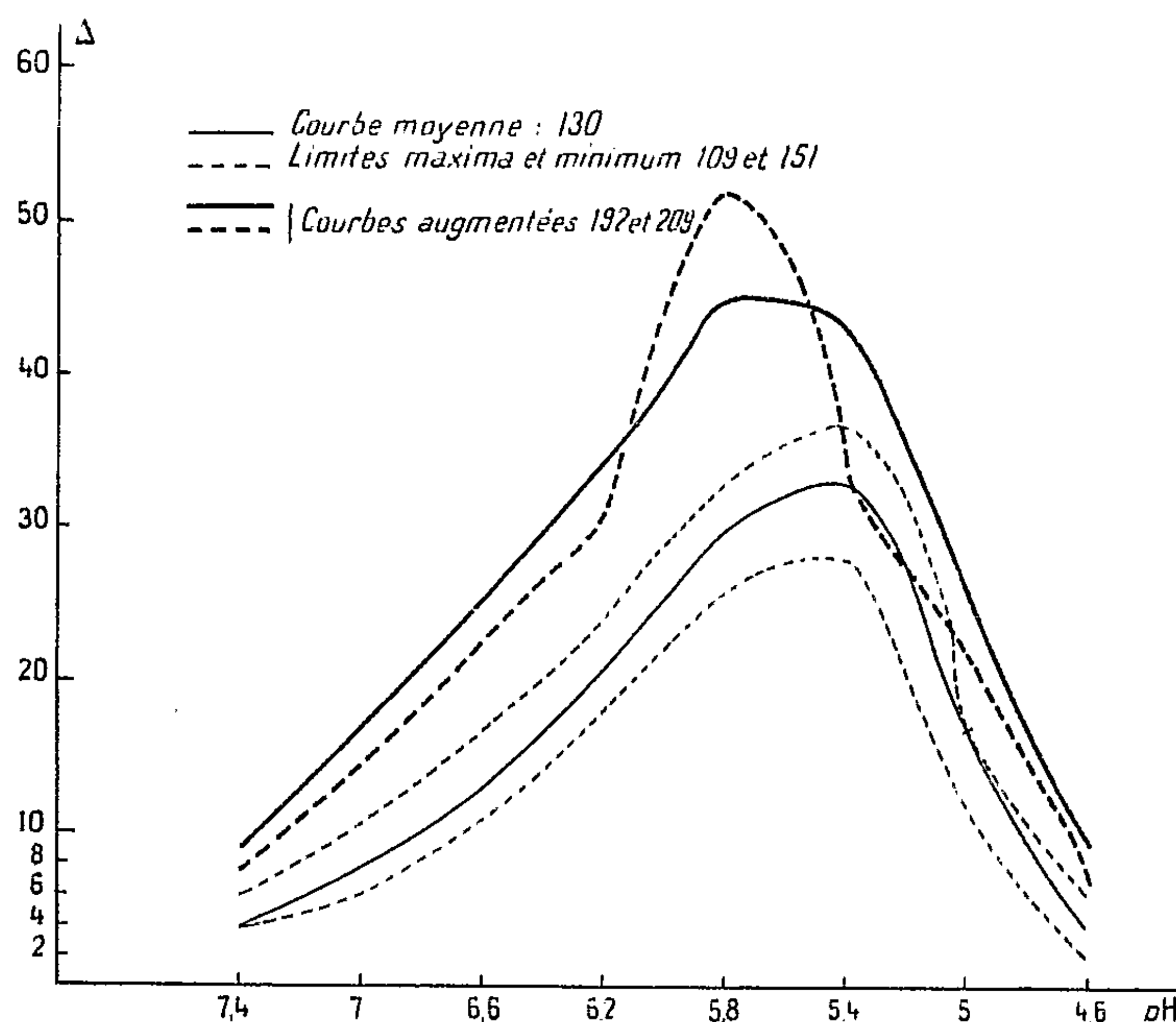
— *Lot* C (20 % mélasse) : Quatre des six animaux présentent une augmentation : 163, 166, 167, 209.

SÉRIE II.

— *Lot témoin* A : Un animal a présenté une fiche augmentée (166). Il est à noter qu'un autre animal de ce même lot a présenté une fiche diminuée de 30 % par rapport à la moyenne, avec une diminution dans la zone de précipitation acide, ce qui peut correspondre à une altération hépatique.

— *Lot* B : (20 % + 250 mg/kg SO_4Cu) : La fiche de tous les animaux est normale.

— *Lot* C (20 % mélasse sans SO_4Cu) : Deux des animaux ont présenté une fiche augmentée (165, 176). Les trois autres animaux présentent des chiffres à la limite supérieure normale (151, 150, 153).



Fiche Réticulo-endothéliale du porc (selon la méthode de Sandor-Vargues).

De l'ensemble de ces résultats, il apparaît que ce sont les animaux du lot C de la série I qui présentent le plus de modifications de leur diagramme. Ce sont également les animaux qui ont présenté la plus mauvaise croissance sur l'ensemble des lots, s'expliquant par le fait que la ration était déséquilibrée dans le rapport glucides-protéines.

Dans la série II, dont la ration protéique a été augmentée à la suite des observations faites sur la série I, les perturbations sont moins importantes, surtout lorsqu'on ajoute à la ration 250 mg par kilogramme de SO_4Cu.

Il n'y a pas de modification corrélative de la fiche en fonction du poids des animaux pour un même lot. Il semble donc bien que le régime joue un rôle sur les euglobulines plasmatiques, soit directement par suite de sa relation nutri-

tive, soit peut-être en favorisant, dans certains cas, des affections inapparentes cliniquement mais qui auraient occasionné des modifications sérologiques.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) R. FERRANDO, THON THAT NGU, F. JACQUES et J. FROGET, *Rec. Méd. Vétér.*, 132, 1956, p. 690.

(2) R. FERRANDO, G. THEODOSSIADES et J. FROGET, *Rec. Méd. Vétér.*, 133, 1957, p. 554.

(3) ZERMATTI, *Médecine et Laboratoire*, n° 44, 1955.

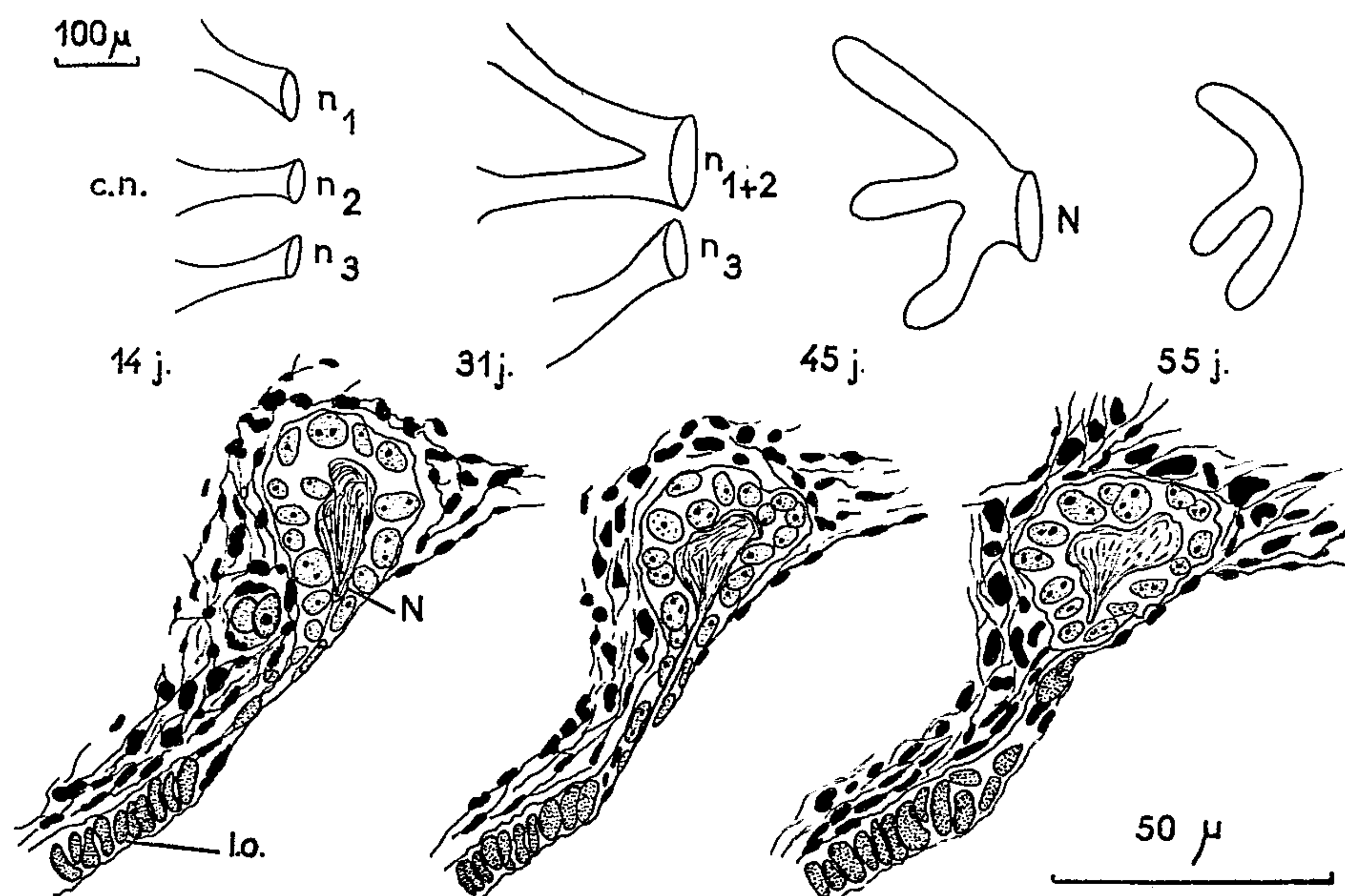
EMBRYOLOGIE. — *Le matériel cellulaire néphrostomial du pronéphros ne participe pas à l'édification du pavillon génital femelle (ostium); observations chez la Grenouille agile* (Rana dalmatina *Bon.*). Note de M. **ROGER CAMBAR** et Mlle **COLETTE DECHAMBE**, présentée par M. Maurice Caullery.

A l'approche de la métamorphose, le pronéphros des Amphibiens Anoures involue; seuls ses constituants néphrostomiaux (néphrostomes et canalicules néphrostomiaux) disparaissent tardivement. Au même moment, le pavillon génital femelle (ou ostium) est édifié par l'épithélium cœlomique limitant le pronéphros. Ces faits suggèrent l'existence de rapports étroits entre les deux structures, néphrétique et ostiale, et, en particulier, la participation du matériel cellulaire néphrostomial, d'origine cœlomique et de situation superficielle, à l'édification de l'ostium.

Pour Hall (1904) (1) cette participation est indiscutable, très large chez les Urodèles, plus limitée et parfois peu apparente chez les Anoures. L'étude très fouillée de l'organogenèse sexuelle chez *Rana temporaria* conduit Gallien (1944) (2) à aborder le problème des relations éventuelles entre le pronéphros et l'ostium. Cet auteur conteste la participation de la totalité des constituants néphrostomiaux à la formation de l'ostium, mais toutefois ne peut conclure avec certitude chez l'espèce étudiée. L'indécision persiste encore de nos jours. L'étude détaillée des modalités de la métamorphose du système pronéphrétique chez plusieurs espèces d'Amphibiens Anoures nous a permis d'apporter quelques données sur ce sujet. Cette Note ne contient que les résultats obtenus chez la Grenouille agile (*Rana dalmatina* Bon.).

Chez le têtard âgé de 30-40 jours (température d'élevage : 20°) (stade 46) (3), les tubes pronéphrétiques sont déjà, dans leur ensemble, très involués; leur calibre est fortement rétréci. Seuls, persistent, inaltérés, les trois canalicules néphrostomiaux, terminés chacun par leur néphostome. Les trois ouvertures néphrostomiales, jusqu'à ce stade distantes entre elles d'environ 110-120 μ, subissent alors un rapprochement de plus en plus marqué. Celui-ci provoquera bientôt leur fusion en un grand néphrostome commun (ou vestibule néphrostomial) (*cf.* schéma). Cette

nouvelle et définitive disposition spatiale est particulièrement favorable à nos recherches, puisque réduisant le nombre et l'étendue des formations néphrétiques susceptibles de participer éventuellement à l'édification de l'ostium.



En haut : rapprochement, réduction et fusion des constituants néphrostomiaux : *c. n.*, canalicules néphrostomiaux; n_1 n_2 n_3, néphrostomes; *N*, néphrostome commun.

En bas : les trois coupes successives (épaisseur : 10 µ) au niveau desquelles s'effectue l'oblitération du néphrostome commun. *l. o.*, lame ostiale.

Quelques jours plus tard (stade 47, 45 j.), la taille du vestibule néphrostomial devient plus faible, peu différente de celle d'un néphrostome unique normal. Au même moment, l'ébauche de l'ostium apparaît, sur coupes transversales, comme un épaississement peu étendu de la paroi cœlomique, situé au même niveau antéro-postérieur que le vestibule néphrostomial, mais en situation plus ventrale. Cette ébauche devient la lame ostiale, qui s'étend peu à peu, et dont la limite dorsale, en particulier, se rapproche fortement du néphrostome commun, auquel elle est contiguë vers l'âge de 55 jours (stade 50 j.). L'ouverture néphrostomiale est de forme à peu près circulaire et ne mesure plus que 25-30 µ de diamètre. En peu de temps (stade 50 également) le vestibule néphrostomial est oblitéré. Il perd sa communication avec le cœlome, étant recouvert par le feuillet cœlomique, qui, tel un rideau, glisse devant lui en direction ventrale. On peut saisir, sur coupes transversales successives, les étapes de cette fermeture (*cf.* schéma). Elle paraît due aux tassements cellulaires qui, en l'absence de mitoses, assurent la formation de la lame ostiale.

Au cours des stades ultérieurs, la lame ostiale se replie en direction ventrale et forme une encoche (génératrice de l'entonnoir ostial) nettement séparée des résidus néphrostomiaux complètement isolés sous l'épithélium cœlomique. Il n'existe alors aucune relation entre les deux formations, qui restent indépendantes. Néanmoins, lors de la fermeture du vestibule néphrostomial, au stade 50 et seulement à ce stade, quelques cellules néphrostomiales périphériques, appartenant au bord externe du néphrostome, peuvent être entraînées en direction ventrale par le mouvement de glissement du feuillet cœlomique. Elles pourraient être alors intégrées à la partie la plus dorsale de la lame ostiale (*cf.* schéma). Cette participation éventuelle à la formation de l'ostium a fait l'objet d'une étude attentive. Elle nous paraît très douteuse, mais il n'est pas possible de la rejeter absolument, en l'absence de moyens de marquage des divers éléments cellulaires en contact. Dans le cas le plus favorable, elle serait de l'ordre de 10-12 cellules, au maximum. Il est bien évident que cette improbable éventualité ne restreint pas, en pratique, l'affirmation de la non participation du matériel cellulaire néphrostomial à l'édification de l'ostium. Des recherches expérimentales (ablation unilatérale très précoce du pronéphros) ont confirmé les résultats de l'étude descriptive.

Signalons, enfin, que les recherches effectuées chez le Crapaud et le Xénope ont apporté des résultats comparables, qui feront l'objet d'un autre travail.

(1) R. Hall, *Bull. Mus. of comp. Zool.*, 45, 1904, p. 29.
(2) L. Gallien, *Bull. Biol.*, 78, 1944, p. 257.
(3) R. Cambar et B. Marrot, *Bull. Biol.*, 88, 1954, p. 168.

(*Laboratoire de Biologie animale, Faculté des Sciences de Bordeaux.*)

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Inhibition, sous l'effet d'une hormone œstrogène, du développement du gubernaculum du fœtus mâle de Souris.* Note (*) de M. **Albert Raynaud**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Les observations rapportées précédemment (1) indiquent que le grand développement de l'appareil gubernaculaire du fœtus mâle, est conditionné par une hormone mâle; ces constatations m'ont conduit à étudier l'effet des hormones œstrogènes sur l'ébauche de cet organe.

Matériel et technique. — Quatorze fœtus mâles de Souris auxquels j'avais injecté du dipropionate d'œstradiol dans la cavité abdominale ou dans la cage thoracique ont été utilisés pour cette étude; ils comprennent : 1 fœtus ayant reçu 45 μg d'hormone à l'âge de 12 jours; 9 fœtus ayant reçu une dose de 62 à 95 μg d'hormone à l'âge de 13 jours; 4 fœtus ayant

reçu à l'âge de 14 jours une injection de 60 μg (1 fœtus), 190 μg (2 fœtus), et 250 μg (1 fœtus) d'hormone. L'hormone utilisée est du dipropionate d'œstradiol purissime (F 103°, bloc et $[\alpha]_D + 38°$, dioxane) en solution dans l'huile d'olive. Divers fœtus témoins ont également été étudiés. Tous ces fœtus (à l'exception du premier, sacrifié à 17 jours) ont été sacrifiés à l'âge de 18 jours; leur poids était compris entre 900 et 1 200 mg (à l'excep-

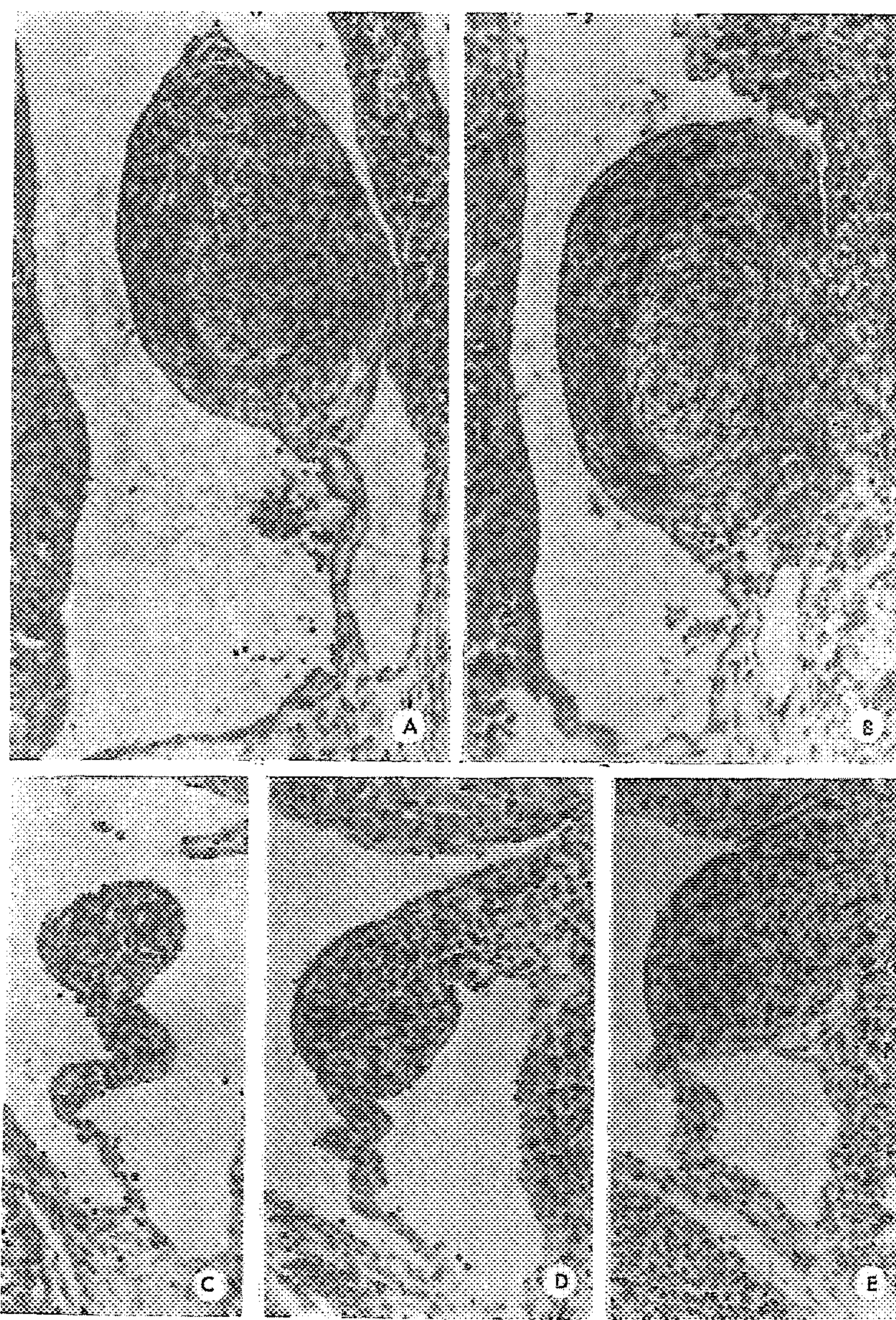


Fig. 1. — Photographies (G = 130) de sections histologiques du gubernaculum (cône inguinal) de deux fœtus mâles de Souris de la même portée, âgés de 18 jours 8 h; A et B, fœtus non traité, pesant 922 mg; C, D, E, fœtus pesant 941 mg, ayant reçu 62 μg de dipropionate d'œstradiol à l'âge de 13 jours 9 h (ces trois sections transversales (craniale, médiane, caudale) montrent l'atrophie du cône).

tion d'un fœtus pesant 698 mg); après fixation et inclusion, ils ont été étudiés histologiquement sur coupes sériées; tous ces fœtus étaient féminisés à des degrés divers (testicules non descendus ou incomplètement descendus, canaux de Müller présents, caractères mâles réduits ou absents).

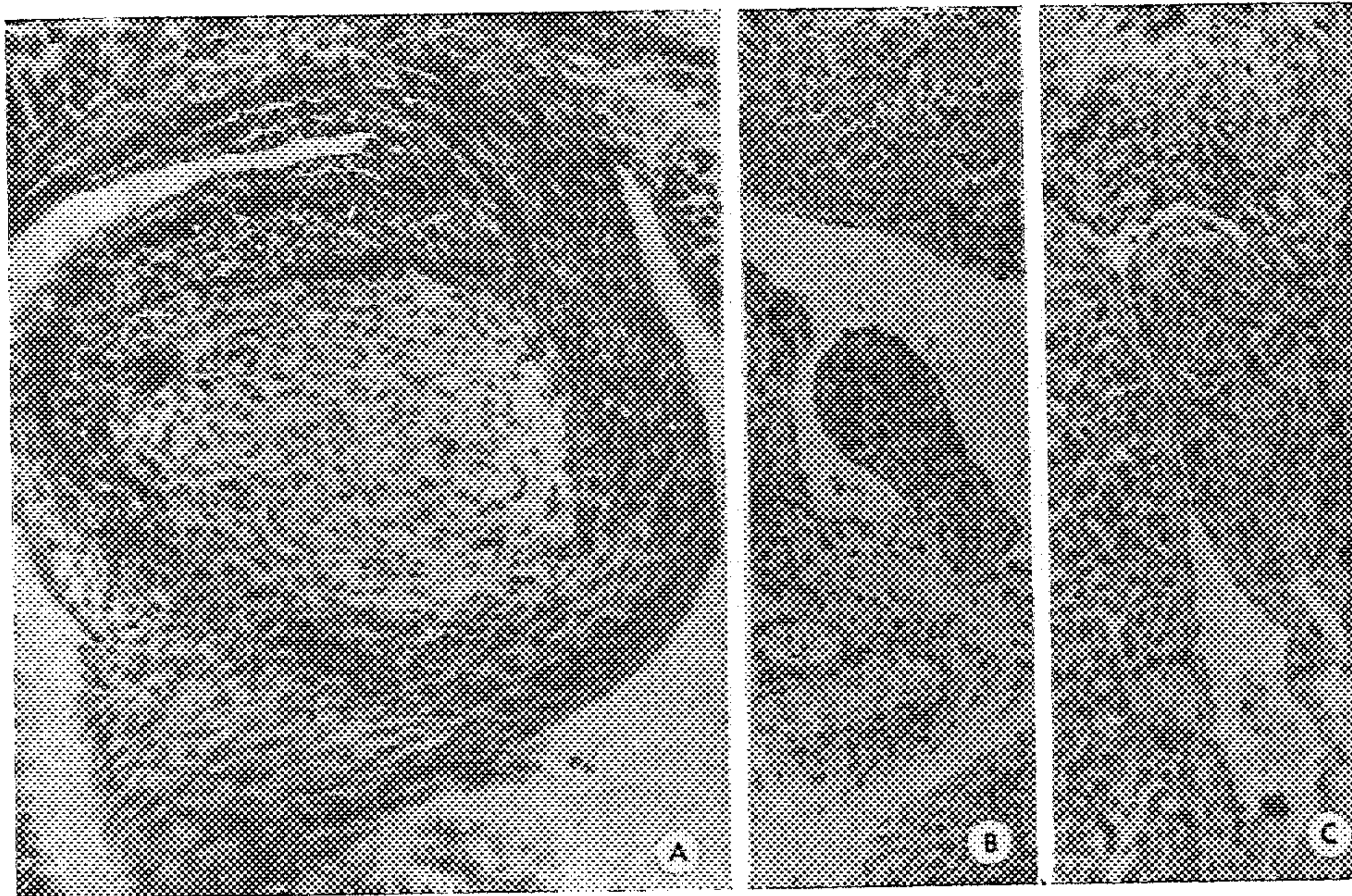


Fig. 2. — Photographies (G = 130) de sections histologiques du cône inguinal de trois fœtus mâles de Souris âgés de 18 jours. A, fœtus normal, pesant 1187 mg; B, fœtus pesant 1106 mg, ayant reçu 75 µg de dipropionate d'œstradiol à l'âge de 13 jours 9 h; C, fœtus pesant 1090 mg, ayant reçu 94 µg de dipropionate d'œstradiol à l'âge de 13 jours 11 h; les cônes inguinaux des fœtus traités par l'œstrogène, sont rudimentaires.

Résultats. — Les résultats de l'étude histologique sont extrêmement nets : l'appareil gubernaculaire (*pars abdominalis*) de tous les fœtus mâles ayant reçu une injection de dipropionate d'œstradiol, est atrophié. La figure 1 montre des sections histologiques du gubernaculum de deux fœtus mâles âgés de 18 jours 8 h, appartenant à la même portée : l'un d'eux n'a pas été traité; le gubernaculum (cône inguinal, A et B, *fig.* 1) est bien développé (525 µ de longueur et 230 µ de diamètre transversal); sa paroi est riche en fibres musculaires et le mésenchyme qui forme sa partie centrale, est lâche et clair; l'autre fœtus a reçu, à l'âge de 13 jours 9 h, 62 µg de dipropionate d'œstradiol; ses gubernacula sont atrophiés; le cône inguinal (C, D, E, *fig.* 1) est très réduit (360 µ de longueur et 145 µ de diamètre transversal) : sa partie centrale est formée d'un amas de cellules serrées; du côté latéral existe un petit amas de mésenchyme; les bords du cône ne comportent pas de fibres musculaires, si ce n'est à sa base, du côté ventral.

Une atrophie plus complète du cône inguinal s'observe chez quelques fœtus (B, *fig.* 2) : il n'existe alors, dans la partie centrale de cet organe, qu'un petit amas de cellules serrées (dont plusieurs présentent des pycnoses) et des capillaires; ni amas mésenchymateux, ni fibres musculaires ne sont décelables dans ce cône (dimensions du cône : 260 × 130 × 90 μ).

Lorsque l'injection a été faite au stade de 14 jours, l'atrophie du gubernaculum est moindre (gubernacula très petits ou intermédiaires entre le type mâle et le type femelle).

L'huile d'olive qui sert de solvant à l'hormone, n'intervient pas dans cette atrophie : 2 fœtus ayant reçu, à l'âge de 14 jours 9 h, 1/80e ml d'huile dans leur cavité abdominale, présentent, à 18 jours, des gubernacula bien développés; d'autre part, j'ai également obtenu l'atrophie du gubernaculum des fœtus, en injectant l'hormone œstrogène à la mère gravide, alors que dans les mêmes conditions, l'huile n'a pas d'effet.

En résumé, l'hormone œstrogène injectée au fœtus mâle âgé de 12 à 14 jours, inhibe le développement du gubernaculum (cône inguinal). Le mécanisme de cette action est à l'étude : l'œstrogène peut agir soit indirectement, en inhibant la sécrétion hormonale mâle du testicule fœtal, soit directement en exerçant une action sur les tissus de l'ébauche du cône inguinal, soit, plus probablement, par une combinaison de ces deux processus.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) A. RAYNAUD, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2100 et 2393.

(*Institut Pasteur, Laboratoire de Sannois, Seine-et-Oise et Laboratoire Pasteur de l'Institut du Radium, Paris.*)

BIOLOGIE DES INSECTES. — *Influence de l'hôte dans la croissance endoparasitaire de quelques Hyménoptères Chalcidiens, parasites de Cochenilles Diaspines.* Note de M. **CLAUDE BENASSY**, présentée par M. Émile Roubaud.

Observations diverses et expériences faisant ressortir la complexité des mécanismes d'interdépendance entre les Hyménoptères Chalcidiens et leurs hôtes, les Cochenilles, Diaspines.

Aulacaspis rosæ Bouché, Cochenille Diaspine vivant normalement sur différentes rosacées spontanées ou décoratives, attaque aussi *Rubus fructicosus* dans les plantations fruitières du midi méditerranéen. Ses pullulations y sont limitées par l'action de nombreux hyménoptères parasites, appartenant aux familles des *Aphelinides* et des *Encyrtides*. Les modalités du parasitisme vont, selon les espèces, de la spécificité la plus stricte avec *Adelencyrtus aulacaspidis* Brethes, à la polyphagie plus ou

moins large avec *Arrhenophagus chionaspidis* Aur. et *Aspidiotiphagus citrinus* Craw.

La première espèce pond indistinctement dans les deuxièmes stades femelles ou les femelles de tout âge de son hôte et l'adulte éclôt toujours de ces dernières; les adultes de la deuxième espèce prennent naissance dans les deuxièmes stades femelles ou les pronymphes mâles, pour un œuf normalement déposé dans les jeunes larves, dès leur fixation ou après leur première mue. Quant à la troisième espèce, elle s'attaque à tous les stades évolutifs, depuis la jeune larve fixée, jusqu'à la femelle adulte; les trous de sortie, témoins de l'éclosion des adultes, se manifestent à la fois sur les deuxièmes stades femelles, les pronymphes mâles et les jeunes femelles.

L'élevage expérimental continu de l'hôte de ces divers parasites sur fragments de framboisiers se heurtant techniquement à quelques difficultés, nous avons recherché parallèlement :

— soit à multiplier l'hôte sur un support végétal différent, pour assurer ensuite aux parasites une descendance normale;

— soit à élever les parasites polyphages sur des hôtes variés.

Dans le premier cas, pour éviter les modifications « chimicophysiologiques » intervenant dans les végétaux en cours d'évolution, dont l'influence sur les possibilités de développement des Cochenilles peut être considérable (D. Schvester, 1956) (1), nous avons essayé des élevages sur tubercules et sur fruits. Parmi ceux utilisés dans la famille des *Cucurbitacées*, figurent, notamment, ceux de *Cucumis dipsaceus*. Les jeunes larves de la Cochenille s'y fixent. Si quelques-unes poursuivent leur évolution jusqu'au deuxième stade larvaire, la majorité ne dépasse pas le premier stade. Leur croissance reste désormais bloquée au seuil de la mue, et quelle que soit la longueur de la période de survie (2 à 3 mois selon les cas).

Dans de tels hôtes, *A. chionaspidis* Aur., *A. citrinus* Craw pondent normalement. L'œuf donne naissance à une jeune larve qui arrête bientôt sa croissance, pendant que l'hôte prend extérieurement un aspect boursouflé, distendu. Le parasite reste alors vivant dans son hôte, et nous l'avons conservé ainsi jusqu'à 90 jours. Les quelques rares Cochenilles atteignant le deuxième stade larvaire permettent seules aux jeunes larves des deux parasites de reprendre et de terminer leur évolution.

Ces mêmes deuxièmes stades larvaires assurent à la ponte d'*Adelencyrtus aulacaspis* Brethes un début de croissance : l'œuf éclôt, la jeune larve se développe et mue successivement deux fois. Mais sa croissance ultérieure n'a pas lieu et la jeune larve demeure vivante au troisième stade.

Parallèlement, et dans les mêmes conditions expérimentales, l'hôte se développant de façon continue sur rameaux de framboisiers, ou sur poires, permet à ses trois parasites une évolution normale.

Le changement du végétal nourricier amène donc chez l'hôte un arrêt

de développement qui a sa répercussion sur le parasite, spécifique ou non. La croissance de ce dernier s'arrête; elle ne peut reprendre que sous l'influence d'une stimulation physiologique liée au franchissement d'un nouveau stade d'évolution de la Cochenille. Si la ponte de l'Hyménoptère s'effectue dans celui-ci, la croissance du parasite a lieu normalement.

Si nous examinons maintenant les possibilités offertes par le changement de Cochenille hôte, nous observons les trois cas suivants :

— *Adelencyrtus aulacaspidis* Brethes ne pond dans aucune des espèces proposées, quel qu'en soit le stade;

— *Aspidiotiphagus citrinus* Craw pond et manifeste une croissance régulière et continue, parallèle à celle de son hôte, dans *Q. perniciosus* Comst., fixé sur fruits de divers *Cucurbitacées* (*Citrullus vulgaris*, *Coloquinthis* sp., *Cucurbita* sp., *Cucumis dipsaceus*), dans *Aspidiotus hederæ* Vallot et *Pseudaulacaspis pentagona* Targ., ces deux espèces se développant sur tubercules de pommes de terre;

— *Arrhenophagus chionaspidis* Aur. n'accepte, parmi les différents hôtes proposés, que les pronymphes mâles de *P. pentagona* Targ., L'œuf déposé, éclôt, la larve se développe jusqu'à la maturité, sans atteindre le stade nymphal. Très rapidement elle meurt, en entraînant le dessèchement complet de son hôte.

Ces observations mettent en évidence la complexité des mécanismes d'interdépendance entre parasites et hôtes.

La connaissance approfondie du processus physiologique de ces relations est indispensable pour analyser les particularités du cycle de développement, de la spécificité ou de la polyphagie des diverses espèces d'Encyrtides (et des autres entomophages). Elle constitue un élément fondamental dans l'étude écologique de la limitation des pullulations de Cochenilles Diaspines. par leurs ennemis naturels.

(1) D. SCHVESTER, 2e *Thèse de Doctorat ès Sciences naturelles*, Paris, 1956.

BIOLOGIE DES INSECTES. — *Vie endoparasitaire et diapause chez le Diptère entomophage* Carcelia Processioneæ *Ratz.* Note de M. **ÉMILE BILIOTTI**, présentée par M. Émile Roubaud.

Les observations font ressortir l'influence exercée sur la diapause de la Tachinaire *Carcelia processioneæ*, par l'avènement du parasitisme sarcophage terminal, sur la chenille processionnaire du Chêne.

La Tachinaire *Carcelia processioneæ* Ratz. joue un rôle important dans le complexe biologique de la Processionnaire du Chêne. Elle est le principal entomophage associé à ce Lépidoptère grâce à sa semi-spécificité [*C. pro-*

cessioneæ a été également signalée comme parasite de *Thaumetopoea pinivora* TR. en Europe Centrale [1])] et à la coïncidence des cycles annuels de développement de l'hôte et du parasite. Les adultes de *Carcelia* apparaissent au printemps, après la fin des éclosions de *T. processioneæ*; les femelles attaquent les chenilles processionnaires à partir du troisième stade jusqu'à la fin de la vie larvaire, au mois de juillet, et déposent un œuf membraneux, dépourvu d'appendice, sur les poils de l'hôte ou sur les fils de soie du nid.

L'éclosion suit de très près le dépôt de l'œuf et la jeune larve de la Tachinaire pénètre activement à travers les téguments de l'hôte, de préférence au niveau d'une membrane intersegmentaire; la durée de ce processus n'excède pas quelques minutes, en général.

L'asticot est d'abord libre dans la cavité générale de l'hôte; puis il gagne un point quelconque de la région pariétale (avec peut-être une préférence pour les derniers segments abdominaux) et s'enfonce, en général, dans un lobe adipeux, dans un muscle ou un disque imaginal. Il peut être entouré parfois d'une gaine diffuse, constituée principalement par des éléments du sang. Son activité est très faible et peu de changements sont notés jusqu'au moment où la chenille-hôte arrive à son dernier stade larvaire. La larve parasite perce alors le tégument de l'hôte où elle provoque la formation d'un « soupirail cutané secondaire » (Pantel, 1910) [2], la mettant en relation avec l'atmosphère extérieure.

Les mues du premier au deuxième stade, puis du deuxième au troisième et dernier se produisent dans la gaine développée autour du soupirail. Lorsque la larve de *C. processioneæ* a atteint son dernier stade, après le tissage du cocon de l'hôte, elle change de comportement alimentaire; alors qu'elle n'avait pas encore provoqué de lésions visibles dans le corps de la chenille, elle devient activement sarcophage. Cette phase est marquée par une lyse étendue des tissus de l'hôte et un grand accroissement de taille de l'asticot, dont le tube digestif se gonfle et devient brun par ingestion du lysat. (L'hôte permet l'évolution d'une seule larve en général, parfois de deux.) Les restes et le tégument de la chenille parasitée subissent une sorte de tannage; on note ensuite un léger raccourcissement de la larve de *C. processioneæ* et un durcissement de sa cuticule.

L'asticot arrive ainsi à maturité (en juillet), reste en diapause jusqu'à la fin de l'hiver suivant et, chez quelques individus, l'arrêt de développement peut se prolonger pendant une année supplémentaire.

L'élimination de la diapause ne se fait pas si les larves séjournent constamment à la température du laboratoire (20°); elle exige un séjour à basse température, ou le maintien d'une température moyenne inférieure ou égale à 15°. Les variations d'hygrométrie et d'oxygénation paraissent sans effet.

Ainsi la synchronisation des cycles de l'hôte et du parasite se trouve réalisée par deux mécanismes indépendants l'un de l'autre :

Chez le Lépidoptère, l'arrêt du développement se produit au stade « d'embryon prélarvaire »; il intervient en fin d'été et se prolonge pendant une durée correspondant à celle de la diapause des larves de *Carcelia*.

Le processus est ici très différent de celui observé dans d'autres espèces [par exemple : *Phryxe caudata* Rond. (Biliotti, 1955) (3)], où la synchronisation des développements est obtenue directement par voie humorale entre l'hôte et la larve endoparasite.

Pour préciser les conditions qui amènent l'arrêt du développement, des larves de *C. processioneæ* au troisième stade ont été retirées prématurément du corps de leur hôte avant la fin de la phase sarcophage, lavées à l'eau et laissées à l'air libre au Laboratoire.

Au cours d'essais renouvelés pendant deux années consécutives, nous avons pu constater que le comportement des larves se présente alors sous trois modalités :

1° Celles prélevées tout à fait au début du stade, périssent après une survie de quelques jours;

2° Un petit nombre forment leur puparium et donnent naissance à des adultes; la durée de la vie nymphale correspond à celle qui est observée lors des générations printanières normales à la même température;

3° Les autres larves entrent en diapause.

Malgré le petit nombre de cas de nymphose obtenus, il semble que le phénomène soit plus fréquent dans le cas où la chenille hôte hébergeait deux larves parasites.

Tout se passe donc comme si la diapause de la larve de *C. processioneæ* était sous la dépendance d'un facteur inhibiteur du développement, apparaissant seulement dans le courant de la phase sarcophage.

Nous essaierons de préciser ces phénomènes grâce à une expérimentation ultérieure.

(1) Gäbler, *Z. Angew. Ent.*, 34, 1952, p. 294-296.
(2) J. Pantel, *Cellule*, 26, 1910, p. 27-216 et 29, 1912, p. 7-289.
(3) E. Biliotti, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 915.

PHARMACOLOGIE. — *Anticholinestérasiques. Protection* in vitro *par les ammonium quaternaires*. Note de Mlle **France Depierre** et Mme **Léone Martin**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

A l'exception du bromure de tétraéthylammonium, la protection qu'exercent les ammonium quaternaires vis-à-vis d'anticholinestérasiques à fonction uréthane de même que leur inefficacité vis-à-vis d'autres types d'inhibiteurs peuvent être expliquées par les modalités de leurs propriétés anticholinestérasiques et de celles des inhibiteurs vis-à-vis desquels ils agissent.

La plupart des travaux concernant la protection des cholinestérases ont été effectués vis-à-vis d'inhibiteurs phosphorylés. Il nous a paru intéressant de rechercher dans quelles conditions on pouvait exercer une protection vis-à-vis d'autres types d'anticholinestérasiques. Dans ce but, nous avons essayé *in vitro* une série d'ammonium quaternaires vis-à-vis de l'action inhibitrice de la prostigmine, anticholinestérasique classique à fonction uréthane. Nos résultats sont résumés dans le tableau suivant.

On constate que, à l'exception du bromure de tétraéthylammonium (T. E. A.), tous les ammonium quaternaires essayés inhibent à des degrés divers les cholinestérases et qu'il y a une relation entre l'intensité de leur action inhibitrice et l'intensité de leur action protectrice. Ceci est particulièrement net dans le cas de deux isomères : le 2 842 CT (dérivé méta) et le 2 858 CT (dérivé ortho) qui diffèrent essentiellement [1] par l'intensité de leur action antiacétylcholinestérasique : l'inhibiteur le plus actif, le 2 842 CT, est aussi le protecteur le plus efficace (tableau). On remarquera cependant que la dose protectrice ne manifeste pas d'action inhibitrice propre, mais il n'est pas exclus, comme l'ont fait remarquer Goldstein et Strauss [2], que dans le cas des inhibiteurs très réversibles la dose déterminée comme inactive par la méthode de Warburg soit en réalité active avant les dilutions ou la mise en compétition avec l'acétylcholine.

Ce mode de protection s'apparente à celui mis en évidence par Koelle [3] pour les inhibiteurs organo-phosphorés, mode dans lequel l'inactivation « irréversible « provoquée par le diisopropylfluorophosphate peut être empêchée par des inhibiteurs réversibles tels que l'ésérine, la prostigmine, la carbaminoylcholine. S'appuyant sur les travaux de Goldstein [4] et de Roepke [5] cet auteur pense que la protection découle du fait que les deux inhibiteurs entrent en compétition avec l'acétylcholine pour la cholinestérase. Nous pensons pouvoir en déduire que *pour qu'un inhibiteur* (A) *empêche un autre* (B) *d'inactiver les cholinestérases, il faut deux conditions : la première, que l'inhibition produite par* (A) *soit rapidement réversible, la deuxième, que* (B) *se combine progressivement avec l'enzyme. Ces deux conditions sont en effet nécessaires pour permettre à la cholinestérase, dans un premier stade, de se dissocier de l'inhibiteur « protecteur », puis, dans un second stade, de se combiner avec l'acétylcholine avant d'être inactivée par l'inhibiteur* (B).

A la faveur de cette hypothèse on peut expliquer pourquoi les ammonium quaternaires étudiés sont efficaces vis-à-vis de l'inhibition provoquée par la prostigmine; les deux conditions énoncées plus haut sont en effet réalisées; c'est ainsi que pour le plus actif d'entre eux, le 2 842 CT, l'inhibition est très réversible, [6] et que, *in vitro*, la prostigmine se combine progressivement avec la cholinestérase [7]. Cette hypothèse permet aussi d'expliquer pourquoi dans une autre série d'expériences on a pu observer que le Flaxedil était efficace vis-à-vis de dérivés analogues à la prostigmine :

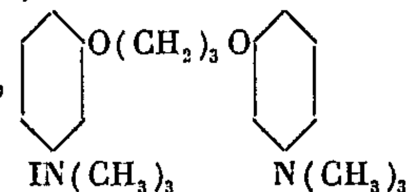
Cholinestérase vraie (Source : globules rouges humains).
Anticholinestérasique : Prostigmine, concentration 1.10^{-8}.

Nom.	Concentration.	Inhibition (%) obtenue avec : Protecteur seul.	Anticholinestérasique seul.	Protecteur + inhibiteur.	Protection (%).
1. T. E. A.	1.10^{-3} (*)	0	75	34	54
	1.10^{-4}	0	75	57	24
2. T. M. A.	1.10^{-3} (*)	5	73	61	15
	5.10^{-4}	0	70	63	10
3. Ph. T. M. A.	5.10^{-4}	26	70	40	43
	1.10^{-4}	8	72	44	39
	5.10^{-5}	0	70	55	21
	1.10^{-5}	0	72	61	15
4. 2861 CT	1.10^{-4}	82	69	66	4
	1.10^{-5}	–	64	33	48
	1.10^{-6}	0	69	28	59
5. 2512 CT	1.10^{-3}	28	72	52	28
	1.10^{-5}	16	72	68	5
6. 2559 CT (Flaxedil)	1.10^{-3}	25	64	39	39
	1.10^{-4} (*)	10	67	33	51
	5.10^{-5}	3	68	32	53
	1.10^{-5} (*)	6	70	48	32
7. 2842 CT	5.10^{-7}	36	73	37	49
	1.10^{-7} (*)	12	68	20	72
	1.10^{-8}	0	75	74	0
8. 2858 CT	1.10^{-3}	51	71	58	18
	1.10^{-4}	10	71	13	81
	5.10^{-5}	–	64	11	83
	1.10^{-6}	0	75	73	0

(*) Moyenne de deux expériences.

1, $(C_2H_5)_4Br$; 2, $(CH_3)_4NI$; 3, $(CH_3)_3NI—C_6H_5)$; 4, $(CH_3)_3NI—C_6H_4OH$ (en méta);

5, $C_6H_5OCH_2CH_2NI(C_2H_5)_3$; 6, $C_6H_3(OCH_2CH_2NI(C_2H_5)_3)_3$ 1-2-3; 7 et 8,



La chaîne $—O(CH_2)_3O$ est en position méta (7) ou ortho (8) par rapport aux fonctions ammonium quaternaires.

CT, référence des produits du Service de Chimie thérapeutique de l'Institut Pasteur.

Les déterminations ont été effectuées *in vitro* par la méthode de Warburg-Ammon la température durant l'expérience était de 37° et la gazéification était faite avec un mélange de 95 % de N_2, et de 5 % de CO_2. Toutes les dilutions étaient faites dans du bicarbonate à 0,025 M. Les globules sont préparés suivant la méthode habituelle (dilution terminale au 1/35e). Le substrat était l'acétyl β-méthylcholine (concentration terminale 0,03 M). Les calculs sont faits d'après les lectures prises entre les 3e et 13e minutes après le début de la réaction. L'agent protecteur est mis en contact avec la préparation globulaire 15 mn à la température ambiante, la prostigmine étant ajoutée ensuite et le mélange incubé à 37° pendant 1 h avant l'addition du substrat.

l'Esérine et le 3 152 CT (dérivé monocarbamique du 2942 CT) qui se combinent progressivement avec l'acétylcholinestérase [3], [6] mais non vis-à-vis du 2 861 CT, du 2 842 CT et du 3 443 CT. En effet, avec le 2 861 CT, 2 842 CT et le 3 443 CT il ne peut y avoir de protection avec le Flaxedil, la deuxième condition ne se trouvant pas réalisée : le 2 861 CT [7], le 2 842 CT et le 3 443 CT [6] présentant la particularité de se combiner instantanément avec l'enzyme.

On peut conclure de ce travail que toute une série d'ammonium quaternaires sont capables de protéger *in vitro* l'acétylcholinestérase globulaire de l'action inhibitrice de la prostigmine et de dérivés analogues. A l'exception du T. E. A. la protection qu'ils exercent est liée à l'intensité de leur action antiacétylcholinestérasique. Deux conditions nous ont paru essentielles pour qu'un inhibiteur (A) protège un inhibiteur (B), la première que l'inhibition par (A) soit réversible, la seconde que la combinaison de (B) avec l'enzyme soit progressive. La première condition est réalisée avec les ammonium quaternaires que nous avons étudiés : le 2161 CM [8], le Flaxedil [8], le 2842 CT [6], la seconde est réalisée pour les dérivés à fonction uréthane, par contre elle ne l'est pas pour le 2 861 CT, le 2 842 CT et le 3 443 CT qui se combinent instantanément avec l'enzyme, ce qui explique l'absence de protection par ces ammonium quaternaires vis-à-vis de ces inhibiteurs.

(1) F. Depierre et A. Funke, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 267.
(2) C. H. Strauss et A. Goldstein, *J. Gen. Physiol.*, 26, 1943, p. 559.
(3) G. B. Koelle, *J. Pharmacol.*, 88, 1946, p. 232.
(4) M. H. Roepke, *J. Pharmacol.*, 59, 1937, p. 264.
(5) A. Goldstein, *J. Gen. Physiol.*, 27, 1943, p. 529.
(6) J. Jacob, F. Depierre et A. Funke, *Experientia*, 13, 1957, p. 119.
(7) F. Depierre et A. Funke, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1.
(8) Résultats non publiés.

BACTÉRIOLOGIE. — *Sur le pouvoir antizymique du sang humain du cordon et du sang de la mère.* Note de MM. **Raoul Kourilsky**, **Rémy Richou** et **René Piéron**, transmise par M. Gaston Ramon.

C'est G. Ramon [1] qui, le premier, a mis en évidence la propriété antizymique des sérums humains et animaux vis-à-vis de la diastase gélatinolytique de *Bacillus subtilis*.

Au cours de recherches [2], poursuivies depuis plusieurs années, nous avons constaté que les sérums humains, les sérums de cheval, de lapin, de bovin, de cobaye sont également doués de propriétés antizymiques

qui leur permettent d'annihiler l'action gélatinolytique des filtrats de culture du *Proteus*, de *P. æruginosa*, de *Chr. prodigiosum*.

Ayant eu l'occasion de disposer du matériel nécessaire, nous avons fait récemment des dosages comparatifs — dans le sérum provenant du sang humain du cordon, recueilli après l'accouchement et dans le sérum provenant du sang de la mère, prélevé à la fin du travail — du pouvoir antizymique vis-à-vis de la gélatinolysine présente dans les filtrats de culture de *B. subtilis*, du *Proteus* et de *P. æruginosa* (tableau I).

TABLEAU I.

Sérums utilisés.	Quantité de sérum (en ml) capable de neutraliser 5 unités gélatinolytiques dans les filtrats de				
	B. subtilis n° 165.	*B. subtilis* n° 21.	*P. æruginosa* n° 174.	*Proteus* n° 137.	*Proteus* n° 139.
Mère n° 15	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/1 000 à 1/500	1/3 000 à 1/1 000
Cordon n° 15	1/1 000 à 1/ 500	1/ 500 à 1/ 300	1/ 300 à 1/ 100	1/300 à 1/100	1/1 000 à 1/ 500
Mère n° 17	1/5 000 à 1/3 000	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1000 à 1/500	1/5 000 à 1/3 000
Cordon n° 17	1/5 000 à 1/3 000	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/500 à 1/300	1/5 000 à 1/3 000
Mère n° 19	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/500 à 1/300	1/3 000 à 1/1 000
Cordon n° 19	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/300 à 1/100	1/3 000 à 1/1 000
Mère n° 37	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/500 à 1/300	1/3 000 à 1/1 000
Cordon n° 37	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/ 500 à 1/ 300	1/300 à 1/100	1/3 000 à 1/1 000
Mère n° 39	1/5 000 à 1/3 000	1/3 000 à 1/1 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/500	1/3 000 à 1/1 000
Cordon n° 39	1/5 000 à 1/3 000	1/3 000 à 1/1 000	1/1 000 à 1/ 500	1/500 à 1/300	1/3 000 à 1/1 000

Nous avons, d'autre part, évalué, vis-à-vis des mêmes filtrats, le pouvoir antigélatinolytique de sérums de nourrissons âgés de 8 à 31 mois (tableau II).

De ces résultats et de nombreuses autres déterminations faites, il résulte que le sérum provenant du sang du cordon et celui provenant du sang de la mère, possèdent, dans l'ensemble, des propriétés antizymiques comparables, qu'on retrouve dans les sérums des nourrissons âgés de 8 à 31 mois.

Ces faits apportent un argument de plus à la thèse soutenue par G. Ramon, que la propriété antizymique des sérums n'est pas due à un

anticorps spécifique, mais relève d'un principe inné, constituant normal des sérums, dont la présence n'est pas subordonnée à l'intervention de l'antigène spécifique et qui n'est pas soumis aux lois de l'immunologie.

TABLEAU II.

Sérums utilisés n°	Age du nourrisson (mois).	Quantité de sérum (en ml) capable de neutraliser 5 unités gélatinolytiques dans les filtrats de *B. subtilis* n° 165.	*B. subtilis* n° 166.	*P. æruginosa* n° 174.	*Proteus* n° 137.	*Proteus* n° 139.
2..........	18	1/ 3 000	1/3 000	1/ 500	1/ 500	1/3 000
		à 1/ 1 000	à 1/1 000	à 1/ 300	à 1/ 300	à 1/1 000
4..........	31	1/ 3 000	1/3 000	1/1 000	1/ 500	1/1 000
		à 1/ 1 000	à 1/1 000	à 1/ 500	à 1/ 300	à 1/ 500
5..........	23	1/ 3 000	1/3 000	1/ 500	1/ 500	1/1 000
		à 1/ 1 000	à 1/1 000	à 1/ 300	à 1/ 300	à 1/ 500
8..........	24	1/ 3 000	1/3 000	1/1 000	1/1 000	1/3 000
		à 1/ 1 000	à 1/1 000	à 1/ 500	à 1/ 500	à 1/1 000
9..........	20	1/ 3 000	1/3 000	1/3 000	1/1 000	1/3 000
			à 1/1 000	à 1/1 000	à 1/ 500	à 1/1 000
11..........	18	1/10 000	1/3 000	1/5 000	1/1 000	1/3 000
		à 1/ 5 000	à 1/1 000	à 1/3 000	à 1/ 800	à 1/1 000
12..........	21	+1/10 000	1/3 000	1/3 000	1/1 000	1/5 000
		à 1/ 5 000	à 1/1 000	à 1/1 000	à 1/ 800	à 1/3 000
19..........	8	+1/ 5 000	1/5 000	1/5 000	1/1 000	1/3 000
		à 1/ 3 000	à 1/3 000	à 1/3 000	à 1/ 500	à 1/1 000
20..........	14	+1/ 5 000	1/3 000	1/5 000	1/3 000	1/5 000
		à 1/ 3 000	à 1/1 000	à 1/3 000	à 1/1 000	
28..........	18	1/ 5 000	1/3 000	1/3 000	1/1 000	1/3 000
		à 1/ 3 000	à 1/1 000	à 1/1 000	à 1/ 500	à 1/1 000

En effet, les véritables anticorps spécifiques (antitoxines diphtérique et staphylococcique, par exemple), acquis naturellement par la mère, sont capables de traverser le placenta et de se retrouver dans le sang du cordon, mais ils disparaissent assez rapidement après la naissance, pour ne réapparaître qu'après un temps plus ou moins long, lorsque l'antitoxine active a été élaborée ([3]). Il en est tout autrement des propriétés antizymiques qui, présentes dans le sérum du nouveau-né, se retrouvent, constamment ensuite chez le même sujet quel que soit son âge.

([1]) G. RAMON, *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 895.

([2]) R. RICHOU, R. KOURILSKY et Mme R. RICHOU, *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 828; R. RICHOU et R. KOURILSKY, *Revue d'Immunologie*, 19, 1955, p. 361.

([3]) Consulter à ce sujet le Mémoire très documenté de G. RAMON, *Bull. Office International des Épizooties*, 45, 1956, p. 717.

IMMUNOLOGIE. — *Parenté antigénique entre les protéines sériques humaines et les protéines sériques de divers Mammifères.* Note de MM. **Raymond Depieds**, **Jacques Ranque** et M[lle] **Andrée Faure**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Les méthodes immunochimiques permettent de souligner les rapports qui existent entre les protéines sériques humaines et les protéines sériques animales.

Nous avons utilisé dans nos recherches la technique classique de l'immunoélectrophorèse décrite par P. Grabar. Le sérum animal était soumis à l'électrophorèse sur gélose puis, par diffusion, le sérum de cheval anti-sérum humain (sérum équin-antisérum humain de l'Institut Pasteur) entrait en contact avec les divers constituants protéiques du sérum animal étudié.

Nous avons ainsi obtenu des arcs de précipitation de localisation variable selon les différents animaux mais parfaitement fixe pour une même espèce. La réaction était toujours d'intensité moindre que pour les sérums humains normaux utilisés chaque fois comme témoins.

Les arcs de précipitation se localisaient ainsi :

Sérums de chiens. — Un arc au niveau des albumines : l'albumine de chien est légèrement plus rapide que l'albumine sérique humaine et le sommet de l'arc est un peu en avant de celui de l'arc correspondant à l'albumine humaine.

Un arc correspondant aux α_2.

Sérums de cobayes. — Un arc correspondant à l'albumine (l'albumine de cobaye est plus lente que l'albumine de l'Homme).

Un arc situé dans la zone des α-β.

Sérums de lapins. — Un arc discret correspondant aux α_1.

Un arc correspondant aux α_2.

Un arc correspondant aux β_1 de lapin (les β_1 de lapin sont plus rapides que les β_1 de l'Homme).

Un début d'arc très faible correspondant aux β_2 de lapin (les β_2 de lapin ont la même mobilité que les β_1 de l'Homme).

Sérums de vaches. — Un arc à peine visible au niveau des albumines.

Un seul arc, très léger, au niveau des α_1-α_2.

Sérums de chevaux. — Aucun arc n'est apparu.

Conclusions. — Les expériences ont été pratiquées sur dix sérums pour chaque animal : les arcs se sont toujours révélés parfaitement superposables et absolument constants.

Les réactions immunochimiques croisées montrent que dans certaines fractions sériques d'animaux différents il existe des protéines, sinon

identiques à celles de l'Homme, du moins voisines dans une partie de leur molécule.

Les parentés protéiques existent pour les albumines, les globulines α_1, α_2, quelquefois β_1 et même β_2. Nous n'avons pu jusqu'ici établir une pareille parenté pour les γ-globulines.

Des recherches identiques sur d'autres Mammifères, sur des Oiseaux et des Poissons sont en cours.

(Chaire de Parasitologie, section Immunologie, Faculté de Médecine de Marseille.)

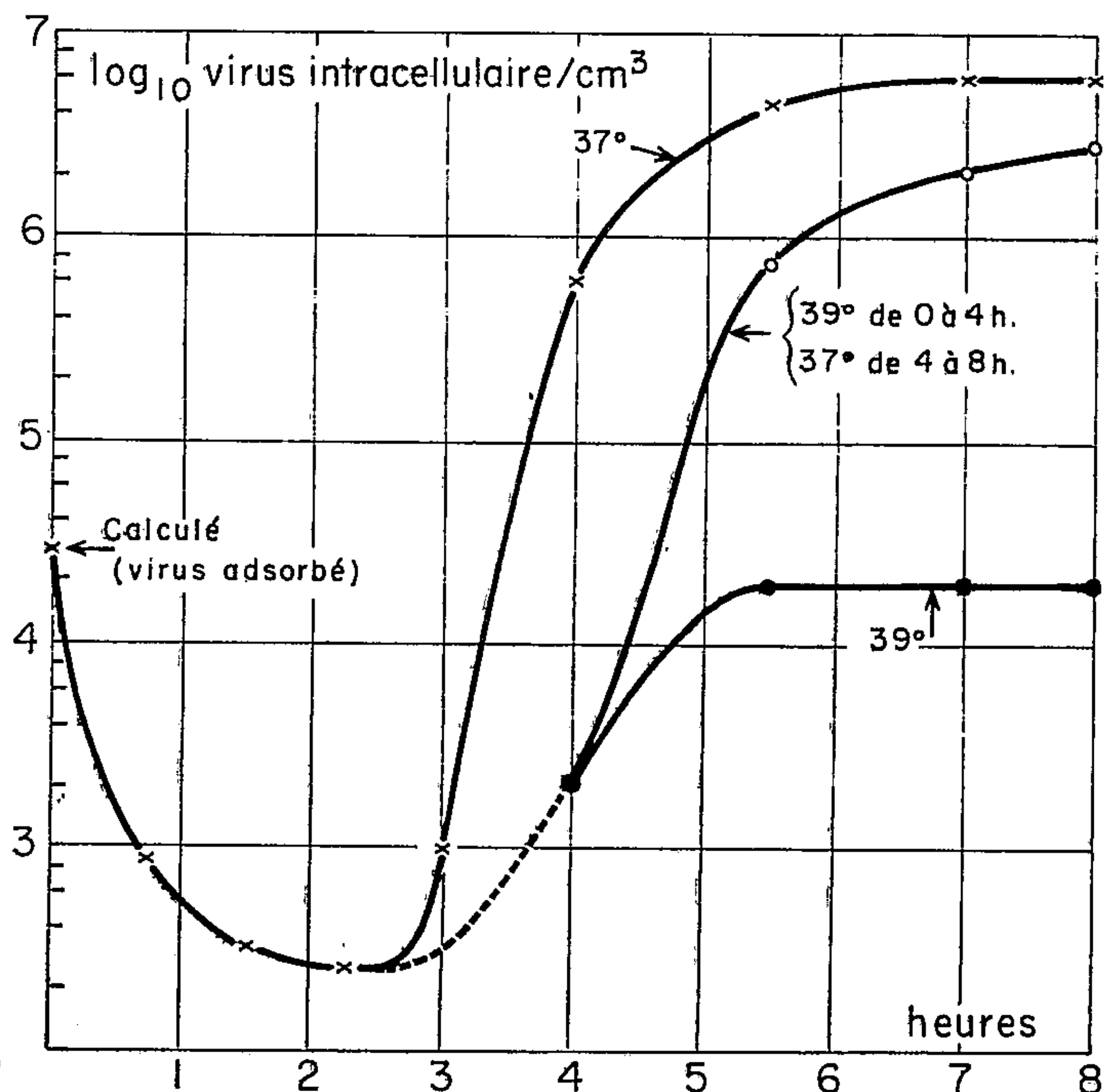
VIROLOGIE. — *L'inhibition du développement du virus poliomyélitique à 39° et le problème du rôle de l'hyperthermie dans l'évolution des infections virales.* Note de M. **André Lwoff** et Mme **Marguerite Lwoff**, présentée par M. René Dujarric de la Rivière.

Le développement du virus de la poliomyélite dans des cellules en culture, « normal » à 37° C, est bloqué à 39°. Ce blocage n'est pas le fait d'une lésion irréversible de la cellule hôte. L'hypothèse est envisagée selon laquelle la fièvre ou une hyperthermie locale pourrait jouer un rôle dans l'évolution de certaines infections à virus.

Le sort d'un animal infecté par un virus dépend de l'interaction de nombreux processus. Des considérations sur lesquelles on ne peut s'étendre font penser que le rôle des anticorps dans la guérison n'est pas toujours déterminant. On peut envisager l'hypothèse que la fièvre, expression la plus constante et symptôme par excellence des maladies infectieuses, pourrait être l'un des facteurs gouvernant le cours de la maladie. Si cette hypothèse correspond à la réalité, une augmentation de température compatible avec la survie cellulaire doit être capable d'empêcher le développement du virus. L'expérience a pu être réalisée sur des cellules en culture grâce à l'aide apportée par la Fondation Nationale pour la paralysie infantile des États-Unis d'Amérique.

Des cellules humaines en culture (souche KB de H. Eagle) sont lavées et centrifugées. Au culot, on ajoute 0,1 ml d'une suspension de virus poliomyélitique (type I, Brunehilde, souche KP 4 de A. Sabin) contenant 4.10^7 particules (unités formant des plages) par millilitre. On agite 4 mn à 37°, on ajoute 15 ml de milieu nutritif, on centrifuge, on prélève un échantillon pour le dosage du virus non adsorbé, on aspire le reste du liquide et l'on remet le culot cellulaire en suspension dans le même milieu. La suspension infectée est répartie en fioles d'Erlenmeyer traitées au « Nalcote », qui seront agitées dans des bains-marie (mouvement circulaire excentré de 80 t/mn). A intervalles choisis, on prélève 1 ml de la suspension

et les cellules, après centrifugation, sont broyées pour le dosage du virus intracellulaire. Celui-ci est effectué par la méthode de Dulbecco-Cooper, la cellule KB étant utilisée comme souche indicatrice. Dans les conditions des expériences, à 37°, les particules infectieuses font leur apparition vers la troisième heure, la plupart étant formées entre 4 h et 5 h 30 mn. La



libération spontanée est lente et, vers la septième heure, le virus libre ne représente que 3 à 5 % du virus intracellulaire. L'étude comparée du développement du virus à 37 et à 39° a fourni des résultats dont nous donnons l'essentiel.

a. Le rendement en virus des cellules maintenues à 39° ± 0,1 dès l'infection varie entre 0,2 et 0,4 % du rendement à 37° arbitrairement considéré comme normal.

b. Dans des cellules infectées maintenues à 39° pendant 4 h, puis transférées à 37°, le virus se développe avec quelque retard et le rendement final est légèrement diminué.

c. Dans des cellules agitées en suspension pendant 24 h à 39° puis infectées, le virus se développe normalement à 37°.

d. Dans des cellules infectées laissées d'abord à 37° pendant 4 h, puis transférées à 39°, la production des particules infectieuses est bloquée quasi immédiatement.

e. Les cellules infectées maintenues à 39° disparaissent progressivement en tant que centres infectieux dont 10 % seulement sont retrouvés

après 6 h. C'est la période vers laquelle, à 37°, les cellules infectées cessent de produire des virus. Tout se passe donc comme si les lésions cellulaires se développaient à 39° malgré le caractère abortif de la phase végétative.

Ainsi, la formation des particules infectieuses, « normale » à 37°, est bloquée à 39°. La cinétique de cette formation dans des cellules laissées à 39° de o à 4 h, puis transférées à 37°, laisse prévoir que le blocage porte sur une phase tardive de la phase végétative. Les expériences montrent aussi que le blocage n'est pas dû à une lésion cellulaire irréversible, mais plutôt à quelque perturbation fonctionnelle du système cellule-virus dont la nature reste à définir.

Une dissociation du développement d'un bactériophage et de la croissance de son hôte à une température de 43° a été décrite par S. Luria ([1]). L'influence des températures élevées sur l'évolution des viroses végétales, qu'il s'agisse des symptômes ou de la persistance de l'agent infectieux est bien connu ([2]). La pyrétothérapie a longtemps fait partie de l'arsenal antiinfectieux dans les maladies humaines et son emploi dans le traitement de la poliomyélite expérimentale du singe a été tenté par Jungeblut et Kopeloff ([3]). L'examen des courbes de température révèle cependant que la fièvre n'a été ni assez élevée ni assez prolongée pour que l'insuccès puisse être tenu pour significatif.

Wolf a toutefois réussi à obtenir des infections abortives sous l'effet de traitements hyperthermiques appliqués précocement à des singes infectés par voie intracérébrale.

Une augmentation de température de 2 à 4° C, locale ou générale, n'est pas rare au cours des maladies à virus. Il reste à savoir si l'hyperthermie qui arrête le développement du virus dans une cellule *in vitro* influence également son développement dans d'autres cellules *in vivo* et par là même l'évolution du processus infectieux. Nos expériences montrent seulement que l'hypothèse selon laquelle la fièvre est un des éléments importants de l'évolution de certaines infections à virus vers la guérison, en dépit de son allure simpliste, n'est pas nécessairement fausse. L'hypothèse offre une interprétation de phénomènes restés mystérieux, telle la stérilisation du système nerveux dans certaines encéphalites expérimentales suraiguës mortelles ([4]), où, en raison de la courte durée de la maladie, la disparition du virus ne saurait être imputée à l'action d'anticorps spécifiques.

([1]) *Proc. Indiana Acad. Sc.*, 53, 1944, p. 29.
([2]) Revue in B. Kassanis, *Adv. Vir.*, 4, 1957, p. 221-241.
([3]) *J. Infect. Dis.*, 49, 1931, p. 348-354.
([4]) *Proc. Soc. Exper. Biol. Med.*, 32, 1934-1935, p. 1083-1087.
([5]) E. Gildemeister et K. Herzberg, *Klin. Woch.*, 6, 1927, p. 603; W. Loewenthal, *Ibid.*, p. 1899-1901.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Une notion nouvelle sur le pouvoir pathogène des Rickettsies, l'influence des substances associées d'origine cellulaire : le « phénomène d'activation »*. Note (*) de M. **Francis Roger** et Mme **Annie Roger**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Le pouvoir pathogène de *Rickettsia conori* est considérablement augmenté dans le derme du Lapin (jusqu'à 100 fois) en présence de substances originaires de la membrane vitelline de l'œuf. L'activation ainsi observée paraît due à un accroissement de la culture rickettsienne locale.

On sait depuis longtemps que l'inoculation des Rickettsies vivantes dans le derme de lapins à peau suffisamment épaisse provoque la formation de nodules dont le volume est grossièrement proportionnel à la dose utilisée, ce qui rend possible des dosages basés sur la lecture de la dilution limite active des virus inoculés.

Avec cette technique, le titre des suspensions de *R. conori* est particulièrement facile à lire. Aussi avons-nous été frappés, lors de dosages effectués aux dépens de membranes vitellines infectées, par les différences observées entre le titre de suspensions purifiées par centrifugation différentielle et celui de suspensions brutes, obtenues par une simple centrifugation lente ([1]).

Les suspensions brutes se révélaient, en effet, 100 *fois plus actives que les suspensions purifiées.*

Nous avons, évidemment, recherché les causes de la virulence amoindrie des suspensions purifiées et nous avons constaté qu'elle ne pouvait s'expliquer par l'élimination du liquide surnageant obtenu par centrifugation rapide : celui-ci, qui ne contient d'ailleurs aucune Rickettsie visible est, en effet tout à fait incapable de provoquer à lui seul le moindre phénomène réactionnel dermique.

Il ne s'agit pas, non plus, d'une inactivation des Rickettsies au cours de la centrifugation, car le titre obtenu est identique avant et après centrifugation, si l'on prend soin de remettre les Rickettsies en suspension dans le liquide surnageant de la centrifugation terminale.

S'agissait-il alors d'une inactivation des Rickettsies purifiées au contact de l'eau physiologique utilisée pour remettre le culot rickettsien en suspension ? Pas davantage, puisque le simple mélange de la suspension rickettsienne purifiée et du liquide surnageant de centrifugation rapide restaurait aussitôt, dans son intégrité, le pouvoir pathogène des micro-organismes. Le phénomène observé correspondait, par conséquent, à une véritable « activation » des Rickettsies par des substances « solubles » (ou, au moins, incapables de sédimenter en 30 mn à 10 000 g) et provenant, soit de la

membrane vitelline elle-même, soit des Rickettsies qui y avaient été cultivées.

C'est l'origine non spécifique des facteurs en cause qui nous a aussitôt été révélée car les Rickettsies purifiées recouvrent la totalité de leur pouvoir pathogène par addition d'un extrait de membrane vitelline normale, préparé dans les mêmes conditions que le surnageant de centrifugation des membranes vitellines infectées. Ainsi avons-nous été finalement conduits à admettre « l'activation » des Rickettsies par des extraits tissulaires « solubles ».

DISCUSSION. — 1° *Individualité des faits observés.* — En 1954, Bovarnick et Allen signalaient un « phénomène de réactivation » dont on pourrait, à première vue, penser qu'il ressemble assez au « phénomène d'activation » que nous venons de rapporter.

Cependant, la réactivation de Bovarnick et Allen est un phénomène biologique entièrement distinct : elle porte sur des Rickettsies préalablement inactivées et elle ne s'effectue complètement qu'en 3 h à 33° C. L'activation que nous avons constatée s'observe, au contraire, avec des Rickettsies qui n'ont pas été inactivées et dont l'activité se trouve immédiatement accrue par la simple addition d'un extrait tissulaire.

2° *Intérêt et signification du phénomène d'activation.* — *L'intérêt pratique* du phénomène est évident. On peut, en effet, concevoir les erreurs de dosage qui peuvent résulter de la détermination du titre des seules suspensions rickettsiennes purifiées, mais on peut aussi se rendre compte facilement de l'importance toute particulière des substances associées lors des tentatives d'isolement des souches rickettsiennes au laboratoire.

L'intérêt théorique du phénomène d'activation ne le cède en rien à son intérêt pratique. Nous avons ainsi une nouvelle preuve de l'interdépendance « Rickettsies-cellules »; on savait déjà que la multiplication des Rickettsies était impossible en l'absence de cellules vivantes; on sait aujourd'hui que des substances provenant des cellules détruites contribuent aussi à l'extériorisation du pouvoir pathogène des éléments virulents. Peut-être ce fait nous aidera-t-il à mieux comprendre certaines particularités du comportement des Rickettsies dans la nature comme le phénomène d'activation de Spencer et Parker (activation des Rickettsies chez la Tique après un repas infectant), la résurgence des souches rickettsiennes à l'occasion de traumatismes ou d'infections intercurrentes (maladie de Brill) et la signification des lésions locales causées par les Arthropodes dans le mécanisme de la contamination, etc.

3° *Mécanisme de l'activation.* — Les nodules de la boutonneuse paraissent provoqués par la multiplication des Rickettsies au point d'inoculation et l'on ne peut invoquer à leur origine un phénomène de toxicité. En effet,

leurs caractères évolutifs sont opposables point par point à ceux des phénomènes toxiques rickettsiens : alors que les nodules se constituent lentement (n'atteignant leur maximum qu'au huitième jour) et s'observent encore avec des dilutions rickettsiennes relativement élevées (10^{-6} par exemple); les phénomènes toxiques sont, au contraire, précoces (24-48e heure) et consécutifs à l'utilisation de quantités massives de virus.

En outre, après coloration au Macchiavello ou au Wright, les frottis de la partie centrale nécrosée des nodules, effectués à partir du quatrième jour, mettent directement en évidence les Rickettsies en culture, soit à l'état libre, soit à l'intérieur des cellules macrophagiques.

L'accroissement du pouvoir pathogène dermique de *R. conori* en présence d'extraits tissulaires nous paraît donc s'expliquer par une augmentation considérable de la culture rickettsienne locale.

(*) Séancs du 23 décembre 1957.

(1) Les « suspensions brutes » sont préparées par broyage au broyeur à bille d'acier (1 mn, billes de 5,7 mm) en présence d'eau physiologique (10 ml/1 membrane : 10^{-1}) puis centrifugation lente à 1 000 g pendant 10 mn : le culot cellulaire et la couche graisseuse superficielle étant systématiquement éliminés.

Les « suspensions purifiées » résultent d'une centrifugation double : une centrifugation lente identique à celle des suspensions brutes et une centrifugation rapide de 30 mn à 10 000 g qui sédimente les Rickettsies. Le culot rickettsien terminal est alors remis en suspension au volume originel avec de l'eau physiologique ordinaire.

La séance est levée à 15 h 50 m.

R. C.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 18 novembre 1957.)

Note présentée le 13 novembre 1957, de MM. *François Salmon-Legagneur* et *Claude Bobin*, L'acide $\alpha.\alpha$-dipara-anisylsuccinique :

Page 1811, 17e ligne, *au lieu de* Le nitrile diphénylanisylacétique de F 154°, *lire* Le nitrile dipara-anisylacétique de F 154°.

(*Comptes rendus* du 16 décembre 1957.)

Note présentée le 4 décembre 1957, de MM. *Jean Rigaudy* et *Georges Cauquis*, Oxydation des arylamino-9 phényl-10 anthracènes. Radicaux mésomères intermédiaires :

Page 2319, 8e ligne, *au lieu de* $C_6H_5COC^{\bullet}$, *lire* $C_6H_5COO^{\bullet}$.
» » , 11e ligne, *au lieu de* $Y = OCOO_6H_5$, *lire* $Y = OCOC_6H_5$.
» 2320, 14e ligne, *au lieu de* VII*d*, *lire* VI*d*.
» » , 19e ligne, *au lieu de* VI, *lire* VII.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 13 JANVIER 1958.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Roger Heim** s'exprime en ces termes :

Le neuvième Congrès Scientifique du Pacifique, émanation de l'Association Scientifique du Pacifique, auprès duquel l'Académie des Sciences avait bien voulu me désigner pour conduire la délégation française, s'est tenu à Bangkok (Thaïlande) du 18 novembre au 9 décembre 1957. Il avait été parfaitement organisé par nos collègues thaïlandais, sous les auspices du Gouvernement royal, avec le concours de la Société Scientifique de Thaïlande et de l'Université Chulalongkorn. Les discussions, réparties entre de nombreuses sections et symposia, les excursions, les réceptions se sont déroulées dans une atmosphère à laquelle l'empressement, la courtoisie et la générosité de l'accueil thaïlandais donnaient sa marque exceptionnelle.

Un symposium propre au climat, à la végétation et à l'utilisation rationnelle des terres cultivables dans les régions tropicales humides connut un succès complet, avec, notamment, une introduction générale de F. R. Fosberg, des mises au point sur la végétation des montagnes tropicales dans le monde, et sur celle des régions basses, une présentation des cartes de végétation, telles que les réalise l'école de cartographie végétale de la Faculté des Sciences de Toulouse, inspirée et dirigée par M. Henri Gaussen, correspondant et délégué de notre Académie, qui en fit lui-même le commentaire, et de nombreuses communications propres à l'influence exercée par l'Homme sur la végétation intertropicale, aux systèmes primitifs de culture dans les régions chaudes en relation avec les équilibres écologiques, etc.

Coopération internationale en matière scientifique, stratigraphie du Pacifique, techniques géophysiques de prospection minière, formation des nuages sous les tropiques, typhons et cyclones, études des problèmes

pratiques d'ordre météorologique posés par l'aviation et par les communications transocéaniques dans le Pacifique, borers du riz, notamment, firent l'objet de colloques dont ce rappel souligne la diversité.

L'océanographie, la vie animale et végétale marine, le peuplement des atolls, prirent une part notable dans les discussions, notamment l'écologie des algues propres aux récifs de coraux. Les problèmes posés par la muséologie dans le Sud-Est asiatique et l'édification de musées scientifiques ou archéologiques dans les pays sous-développés firent l'objet d'échanges de vue. Ceux qui s'appliquent à la conservation prirent une importance particulière : un symposium s'appliqua aux parcs nationaux et aux réserves, mettant en évidence l'inquiétante situation résultant, dans divers pays, des destructions forestières et animales, de l'absence de réserves véritablement contrôlées, de l'augmentation rapide de la population; la situation de la Thaïlande fut jugée particulièrement grave à ce propos; parmi les vœux qui intéressent les territoires français, signalons une résolution énergique qui fut votée par le Congrès, concernant la regrettable mise sous eau, sans précautions, de la Plaine des Lacs, en Nouvelle-Calédonie, transformation qui entraînera la disparition totale d'une flore endémique exceptionnelle; il fut proposé que le Gouvernement français et les pouvoirs locaux prennent en considération la signification scientifique et culturelle de cette destruction, et qu'ils favorisent l'établissement, dans le voisinage immédiat du territoire immergé, de petites réserves judicieusement choisies, où les espèces en voie d'extinction puissent trouver refuge.

Un symposium s'appliqua spécialement aux effets des modes de culture nomade sur les ressources naturelles dans l'Asie du Sud-Est. A ce propos encore, d'intéressantes discussions pédologiques eurent lieu, autour des thèmes propres à la formation, la classification des sols et celle des milieux à vocation culturale. Le riz, bien entendu, la noix de coco également, occupèrent une place importante dans les discussions d'ordre agronomique, et, d'une façon plus générale, dans celles qui concernent les possibilités alimentaires livrées par les cultures. Quant aux maladies des animaux domestiques et à celles de l'Homme — affections transmises par les arthropodes, tréponématoses, lèpre, filariose, plague, maladies du sang —, elles firent l'objet de discussions nombreuses. Il était encore normal que les questions propres à la nutrition fussent abordées, dont celles de l'alimentation de l'enfant, de la déficience en calcium, en protéines, en thyamine.

Anthropologie et sciences sociales prirent une fois de plus une importance primordiale dans l'activité du Congrès : homme primitif, cultures primitives et cultures préhistoriques dans le Sud asiatique, migrations, langages malayo-polynésiens, modifications économiques, sociales et démographiques récentes propres au Pacifique du Sud-Est, religions en rapport

avec la mythologie, problèmes posés par l'évolution humaine vis-à-vis de l'utilisation des sols.

Tels furent les principaux sujets autour desquels près de 450 délégués appartenant à une vingtaine de pays se rencontrèrent. Plus de 200 participants parmi eux venaient des États-Unis, d'autres des territoires soumis directement à l'influence technique américaine, ce chiffre expliquant un certain déséquilibre dont ce congrès était frappé dans l'origine même des communications réunies.

Si j'ajoute que, malgré mes efforts au sein du Conseil Exécutif de l'Association Scientifique du Pacifique, appuyés par le délégué néerlandais, il ne m'a pas été possible de faire admettre la langue française à côté de l'anglais, seule langue investie du caractère officiel exemple exceptionnel, dans les Congrès internationaux, d'un tel privilège —, on comprendra que le terme international, dont tant d'organismes ou de pays se servent quand ils invoquent le caractère universel de la science, ne saurait convenir ici dans son plein sens. Le dixième Congrès International Scientifique du Pacifique se tiendra à Honolulu, aux Iles Hawaï, en territoire américain, dans quatre ans. Le délégué représentant la France au Conseil Scientifique du Pacifique souhaite que d'ici là le Gouvernement français soit en mesure d'aviser le secrétariat permanent de l'organisation internationale de l'espoir qu'il forme quant à l'introduction officielle de la langue française à côté de l'anglais dans les discussions et les publications propres aux importants congrès scientifiques du Pacifique. J'ajoute que l'importante délégation française, venue soit de la métropole et de Madagascar — quatre membres —, soit des territoires de l'ancienne Indochine — une dizaine — (la Nouvelle-Calédonie n'avait fâcheusement délégué aucun représentant, par suite d'absence de crédits), auxquelles s'ajoutaient les délégations du Viet-Nam et du Laos, ont permis de montrer l'intérêt que la France maintient et doit maintenir plus que jamais, vis-à-vis du domaine des sciences pures et appliquées propres au Pacifique, et la place que la langue française conserve pratiquement dans cette région du monde. Je ne puis au passage que relever l'activité de l'École française d'Extrême-Orient et les excellentes communications faites par ses membres au cours du Congrès. La désignation d'un français, M. Bernard Groslier, membre et ancien Secrétaire général de cette École, comme Président du Comité permanent d'anthropologie et de sciences sociales du Pacifique, en témoigne.

J'ajouterai que ce voyage, prolongé par un séjour au Japon, m'a permis, en tant que membre de notre Académie, de recevoir, une fois de plus, de nos collègues japonais un accueil particulièrement chaleureux dont il m'est agréable de porter l'écho à notre Compagnie.

HYDRAULIQUE. — *Étude des pressions supplémentaires engendrées dans une chambre d'équilibre par un débit d'apport émulsionné.* Note (*) de M. **Léopold Escande.**

Malgré le caractère très agité du mouvement, une interprétation théorique des phénomènes demeure possible.

Dans deux Notes précédentes [1], nous avons étudié les pressions supplémentaires engendrées à la base d'une cheminée d'équilibre par un débit d'apport non émulsionné.

Nous envisageons maintenant le cas où le jet, libéré à une certaine distance au-dessus de la surface libre, entraîne un débit d'air important à 'intérieur de la cheminée.

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 1 ; l'extrémité du tube de section S est à une distance $\lambda = 5$ cm au-dessus du bord du réservoir formant seuil déversant.

En arrêtant instantanément l'alimentation, on obtient dans le réservoir, après dégagement de l'air, un niveau en contrebas de Δ, vis-à-vis du seuil, et l'on peut admettre que la densité moyenne de l'émulsion est égale à

$$\varpi' = \varpi\left(1 - \frac{\Delta}{H_0}\right).$$

A la surface libre, le jet émulsionné correspond à un débit d'eau Q_a et d'air q, tels qu'on ait

$$\varpi'(Q_a + q) = \varpi Q_a.$$

En négligeant les pertes de charge, on obtient la relation suivante entre la vitesse V_S à la sortie du tube et V_a au point d'impact :

$$V_a = V_S\sqrt{1 + \frac{\lambda - h'}{\frac{V_S^2}{2g}}}$$

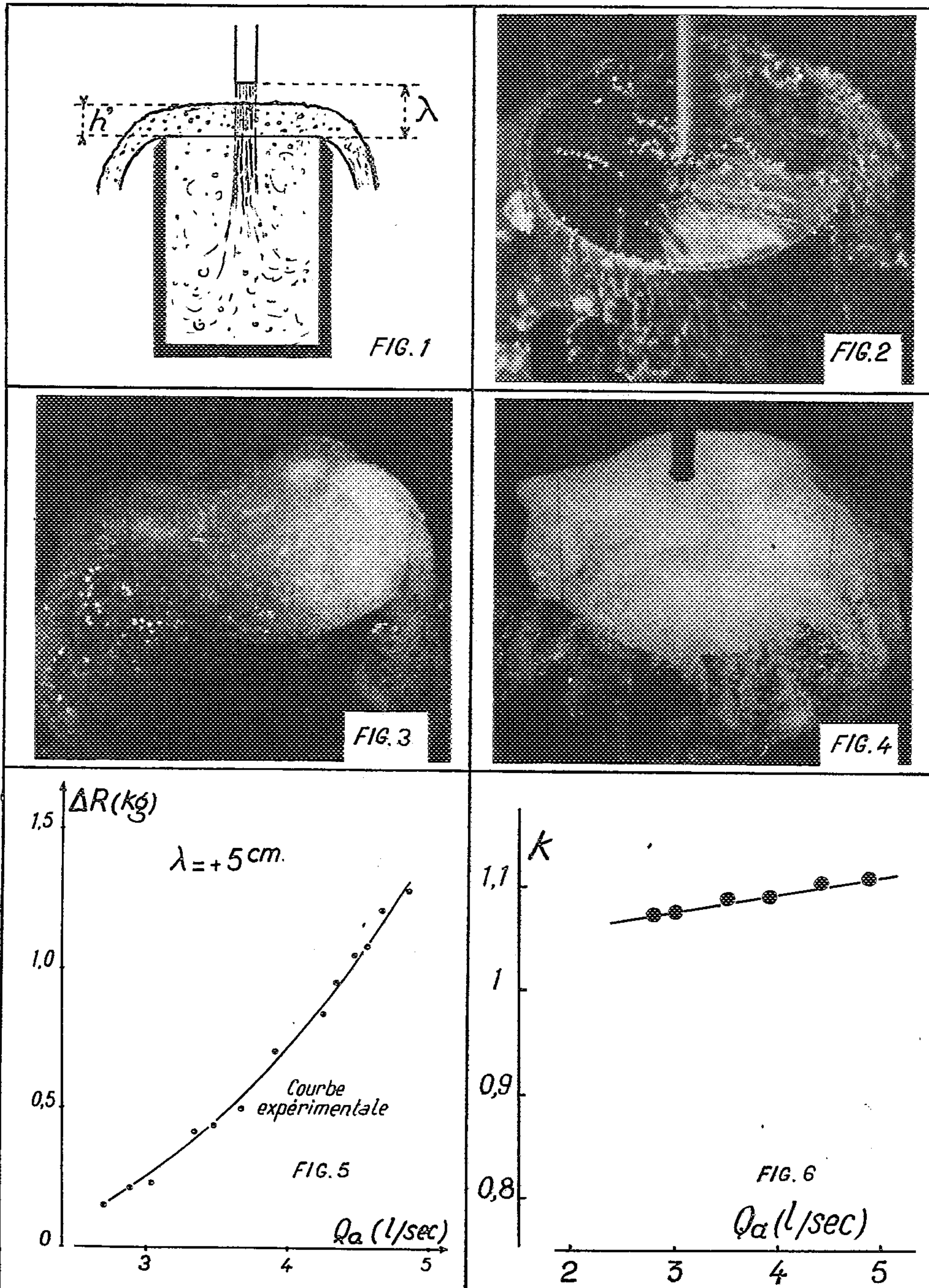
h' désignant la charge nécessaire au déversement du débit $Q_a + q$ calculée à partir d'un coefficient de débit $m = 0{,}45$. Nous appellerons h la charge concernant le déversement du débit Q_a, dans les mêmes conditions.

L'expérience montre que l'entraînement d'air provoque une grande agitation dans le réservoir, comme le montrent les photographies des figures 2, 3 et 4, correspondant aux données suivantes :

fig. 2 :	$Q_a = 1{,}9$ l/s,	pose :	0,002 s;
fig. 3 :	$Q_a = 1{,}9$ l/s,	»	0,001 s;
fig. 4 :	$Q_a = 4{,}5$ l/s,	»	0,001 s.

A la sortie, l'eau est projetée par paquets, avec une vitesse dont la compo-

sante verticale ascendante n'est pas négligeable : dans les calculs, nous tiendrons compte de ce fait, par une majoration de la quantité de mouvement à l'entrée que nous multiplierons par un coefficient K dont la valeur doit, *a priori*, être légèrement supérieure à l'unité.



Avec les mêmes notations que dans les Notes précédentes, l'application du théorème d'Euler fournit, après diverses transformations, l'expression suivante de ΔR :

$$(1) \qquad \Delta R = \varpi F \left[h' - h - \Delta\left(1 + \frac{h'}{H_0}\right) + K . 2 \frac{S}{F} \frac{V_S^2}{2g} \sqrt{1 + \frac{\lambda - h'}{\frac{V_S^2}{2g}}} \right].$$

La valeur expérimentale de ΔR est donnée par

$$(2) \qquad \Delta R = \Delta P - \varpi F h.$$

Pour comparer la théorie à l'expérience, dans l'ignorance où nous sommes toujours *a priori* de la valeur numérique à adopter pour le coefficient K, nous opérons de la manière suivante.

Portant dans la relation (1), les valeurs expérimentales de ΔR (*fig.* 5), nous calculons K en fonction de Q_a : les valeurs obtenues sont données par le tableau ci-dessous et par la courbe de la figure 6.

Q_a (l/s)	2,78	3	3,50	3,91	4,40	4,85
K	1,072	1,074	1,089	1,091	1,104	1,108

Les valeurs de K ainsi obtenues croissent de 1,072 à 1,108, dans la limite des débits étudiés, avec le débit, et ne s'éloignent donc de plus de 1,9 % de leur valeur moyenne 1,089.

Cette constante de K et la valeur moyenne obtenue, K = 1,089, supérieure à l'unité de moins de 10 %, confirment le bien-fondé du calcul théorique et des hypothèses de base correspondantes, avec un bon degré d'approximation.

En comparant les valeurs de ΔR (*fig.* 5) à celles que nous avions obtenues avec le jet non émulsionné, on voit que la présence de l'air réduit notablement ΔR : ceci s'explique par la diminution de la densité du fluide remplissant le réservoir.

(*) Séance du 6 janvier 1958.
(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1193 et 1353.

M. le SECRÉTAIRE PERPÉTUEL dépose sur le Bureau de l'Académie un fascicule intitulé : *Maurice Gignoux* (1881-1955).

M. LOUIS HACKSPILL présente à l'Académie deux nouveaux volumes de la collection *Euclide* (1), dont il dirige la Section de Chimie : 1° *Précis des matières colorantes synthétiques*, par HENRI WAHL. Tome II. *Matières colorantes;* 2° *Traité de chimie biologique*, par LOUIS GENEVOIS. Tome I. *Aminoacides. Protéines. Protéases. Nucléines. Porphyrines. Enzymes respiratoires.*

(1) Paris, Presses universitaires de France.

M. **Henri Gaussen** adresse en hommage à l'Académie la *Carte de la végétation de l'Algérie*. Feuille *Bosquet-Mostaganem*, publiée sous sa direction, par MM. S. Santa et P. Daumas, avec la collaboration de MM. P. Simonneau, G. Chevassut et B. Jacquard.

PLIS CACHETÉS.

A la demande de l'auteur, le pli cacheté accepté en la séance du 11 septembre 1939 et enregistré sous le n°11.598, est ouvert par M. le Président. Le document qui en est retiré sera soumis à l'examen de la Section de Mécanique.

CORRESPONDANCE.

M. **Maurice Ponte** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section des applications de la science à l'industrie, par le décès de M. *Robert Esnault-Pelterie*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Congrès géologique international. Commission de stratigraphie. *Lexique stratigraphique international.* Volume III. *Asie* (sous la direction de Louis Dubertret). Fascicule 8 : *a. India, Pakistan, Nepal, Buthan ; b. Burma (Birmanie); c. Ceylon (Ceylan);*

2° *École Centrale Lyonnaise*, 1857-1957. *Un siècle d'une École d'ingénieurs.* Préface de Édouard Herriot. Note liminaire de Auguste Jouret;

3° *Louis Thenard* (1777-1857), par Paul Laffitte;

4° *A. Trécul, botaniste français* (1818-1896). *Biographie sommaire. Voyage en Amérique du Nord* (1848-1850), par Paul Jouvet et Robert Willmann, in *Les Botanistes français en Amérique du Nord avant* 1850;

5° *Lavoisier's membership of the Société Royale d'Agriculture and the Comité d'Agriculture*, by W. A. Smeaton;

6° Cl. Moureaux. 1° *Tests biochimiques de l'activité biologique de quelques sols malgaches;* 2° *Microbiologie de quelques sols de l'Ile Maurice;*

7° J. Hervieu. *Observations pédologiques dans la plaine d'Ambohimandroso;*

8° P. Ségalen. *Étude des sols dérivés de roches volcaniques basiques à Madagascar*, (Thèse, Paris);

9° Organisation des Nations Unies pour l'Éducation, la Science et la Culture. *Liste alphabétique des Publications de l'UNESCO ;*

10° Communication à la Commission du Vieux Paris : *Trois observatoires dans la plaine de Grenelle, aux XVIIIe et XIXe siècles*, par M. Robert Laulan.

APPROXIMATIONS DIOPHANTIENNES. — *Sur l'approximation diophantienne des formes linéaires.* Note de M. **Nikola Obrechkoff**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

L'auteur démontre une inégalité précise pour l'approximation des formes linéaires, en généralisant le théorème classique de Dirichlet.

Théorème. — *Considérons la forme linéaire*

$$f=\sum_{\mu=1}^{n_1} a_{1\mu}x_\mu^{(1)}+\sum_{\mu=1}^{n_2} a_{2\mu}x_\mu^{(2)}+\ldots+\sum_{\mu=1}^{n_p} a_{p\mu}x_\mu^{(p)}, \tag{1}$$

où $a_{1\mu}, a_{2\mu}, \ldots, a_{p\mu}$ *sont des nombres réels arbitraires et* $n_1, n_2, \ldots, n_p$ *sont des nombres entiers et positifs. Soit encore* $m_1, m_2, \ldots, m_p$ *des nombres entiers et positifs. Alors il existe des nombres entiers* $x_1^{(\nu)}, x_2^{(\nu)}, \ldots, x_{n_\nu}^{(\nu)}$, $\nu=1, 2, \ldots, p$, *non tous nuls, les nombres de chaque groupe* $x_\mu^{(\nu)}$ $1\leqq\mu\leqq n_\nu$, *étant du même signe (c'est-à-dire non négatifs ou non positifs) et tels qu'on ait*

$$|f-y|\leqq\frac{1}{M}, \tag{2}$$

$$|x_\mu^{(\nu)}|\leqq m_\nu,\qquad 1\leqq\mu\leqq n_\nu,\qquad 1\leqq\nu\leqq p,\qquad M=(n_1 m_1+1)(n_2 m_2+1)\ldots(n_p m_p+1),$$

y *étant un nombre entier convenable. L'égalité dans (2) est atteinte.*

Dans la démonstration nous appliquons le principe de Dirichlet sous la forme suivante : Supposons que les nombres réels

$$0,\quad \alpha_1,\quad \alpha_2,\quad \ldots,\quad \alpha_n,\quad 1$$

sont arrangés par ordre de valeurs croissantes. Alors il existe au moins deux nombres voisins, dont la différence est plus petite que $1/(n+1)$, ou sinon tous ces nombres sont les suivants :

$$0,\quad \frac{1}{n+1},\quad \frac{2}{n+1},\quad \ldots,\quad \frac{n}{n+1},\quad 1.$$

Donnons maintenant aux variables $x_\mu^{(\nu)}$, $1\leqq\mu\leqq n_\nu$, $\nu=1, 2, \ldots, p$, les systèmes de valeurs suivantes :

(3)

$x_1^{(\nu)}$	$x_2^{(\nu)}$	$\ldots$	$x_{n_\nu-2}^{(\nu)}$	$x_{n_\nu-1}^{(\nu)}$	$x_{n_\nu}^{(\nu)}$
m_ν	m_ν	$\ldots$	m_ν	m_ν	m_ν
m_ν	m_ν	$\ldots$	m_ν	m_ν	$m_\nu-1$
$\ldots$	$\ldots$	$\ldots$	$\ldots$	$\ldots$	$\ldots\ldots$
m_ν	m_ν	$\ldots$	m_ν	m_ν	0
m_ν	m_ν	$\ldots$	m_ν	$m_\nu-1$	0
m_ν	m_ν	$\ldots$	m_ν	$m_\nu-2$	0
$\ldots$	$\ldots$	$\ldots$	$\ldots$	$\ldots\ldots$	.
m_ν	m_ν	$\ldots$	m_ν	0	0
m_ν	m_ν	$\ldots$	$m_\nu-1$	0	0
$\ldots$	$\ldots$	$\ldots$	$\ldots\ldots$	.	.
0	0	0	0	0	0

Le nombre de ces systèmes sera égal à $(n_1 m_1+1)(n_2 m_2+1)\ldots(n_p m_p+1)=$ M. Désignons par $f^{(s)}$, $1\leqq s\leqq M$, les valeurs correspondantes de la forme (1). Désignons comme d'habitude par $[x]$ le plus grand nombre entier qui ne surpasse pas le nombre réel x et par $\{x\}$ la différence $x-[x]$. Considérons alors les nombres 1, $\{f^{(s)}\}$, $1\leqq s\leqq M$. Il y aura au moins une différence

$$\{f^{(\alpha)}\}-\{f^{(\beta)}\}=f^{(\alpha)}-f^{(\beta)}-y$$

(y étant un nombre entier) dont la valeur absolue ne surpasse pas $1/M$, ou le nombre $1-\{f^{(\delta)}\}$, $\{f^{(\delta)}\}=\max(\{f^{(1)}\},\ldots,\{f^{(M)}\})$, sera au plus égal à $1/M$. Désignons par $x'^{(\nu)}_{\mu}$, $1\leqq\mu\leqq n_\nu$, $1\leqq\nu\leqq p$, les valeurs des variables dans $f^{(\alpha)}$ et par $x''^{(\nu)}_{\mu}$, $1\leqq\mu\leqq n_\nu$, $1\leqq\nu\leqq p$, les valeurs correspondantes dans $f^{(\beta)}$, c'est-à-dire

$$f^{(\alpha)}=\sum_{\nu=1}^{p}\sum_{\mu=1}^{n_\nu}a_{\nu\mu}x'^{(\nu)}_{\mu},\qquad f^{(\beta)}=\sum_{\nu=1}^{p}\sum_{\mu=1}^{n_\nu}a_{\nu\mu}x''^{(\nu)}_{\mu}.$$

On aura

$$f^{(\alpha)}-f^{(\beta)}=\sum_{\nu=1}^{p}\sum_{\mu=1}^{n_\nu}a^{\mu\nu}x^{(\nu)}_{\mu},\qquad x^{(\nu)}_{\mu}=x'^{(\nu)}_{\mu}-x''^{(\nu)}_{\mu}$$

et les nombres $x^{(\nu)}_{\mu}$, $1\leqq\mu\leqq n_\nu$, de chaque groupe sont du même signe. Le cas où $1-\{f^{(\delta)}\}\leqq 1/(M)$ se considère de la même manière.

Nous démontrerons maintenant que dans (2) le signe d'égalité est atteint. Pour cela considérons la forme suivante :

$$f=\frac{y_1}{\lambda_1}+\frac{y_2}{\lambda_1\lambda_2}+\ldots+\frac{y_p}{\lambda_1\lambda_2\ldots\lambda_p},$$

où

$$y_\nu=\sum_{\mu=1}^{n_\nu}x^{(\nu)}_{\mu},\quad 1\leqq\nu\leqq p\qquad\text{et}\qquad \lambda_\nu=n_\nu m_\nu+1,\quad 1\leqq\nu\leqq p.$$

On voit facilement que la forme

$$\varphi=Mf=\lambda_2\lambda_3\ldots\lambda_p y_1+\lambda_3\lambda_4\ldots\lambda_p y_2+\ldots+\lambda_p y_{p-1}+y_p$$

prend les valeurs différentes 0, 1, 2, ..., M — 1, lorsque les variables $x^{(\nu)}_{\mu}$ reçoivent les valeurs (3). Donc la forme f prend les valeurs

$$0,\ \frac{1}{M},\ \frac{2}{M},\ \ldots,\ \frac{M-2}{M}=1-\frac{2}{M},\quad \frac{M-1}{M}=1-\frac{1}{M}$$

et pour cette forme on aura le signe d'égalité dans (2).

GÉOMÉTRIE DES NOMBRES. — *Sur les polygones homothétiques* (1).

Note (*) de M. **Eugène Ehrhart**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Des inéquations diophantiennes simples posent le problème du nombre i de points entiers intérieurs au triangle (0, 0) (a, 0) (0, b). Il n'est même pas résolu pour a, b semi-entiers (2). Le théorème que j'établis permet dans ce cas de déduire de i le nombre i' pour na, nb (n entier arbitraire).

Notations et définitions. — i, p désignent les nombres de points entiers intérieurs et périphériques d'une surface d'aire S, $\Delta = i + (p/2) - S$ est son *excès*. Un polygone est dit *semi-entier*, si toute coordonnée d'un sommet est la moitié d'un entier [3].

LEMME. — *Pour deux surfaces* S_1, S_2, *adjacentes par un arc* AB, *et leur somme* S

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 - \frac{\varepsilon}{2},$$

où ε *est égal à* 2, 1 *ou* 0, *suivant que* 2, 1 *ou* 0 *des points* A, B *sont entiers*.

En effet un point entier intérieur à S_1 compte pour 1 dans $\Delta_1 + \Delta_2$ et dans Δ; un point entier périphérique de S_1, non situé sur AB, compte pour 1/2 dans $\Delta_1 + \Delta_2$ et dans Δ; un point entier sur AB compte pour $(1/2) + (1/2)$ dans $\Delta_1 + \Delta_2$, mais seulement pour 1/2 dans Δ (dans la suite un tel point s'appellera *point de perte*).

THÉORÈME. — *L'excès d'un polygone semi-entier est invariant dans toute homothétie qui a pour centre un point entier et pour rapport un entier impair* [4].

Il suffit de le démontrer pour un triangle, car tout polygone non croisé peut être décomposé en n triangles et $\Delta = \sum_1^n \Delta_m - (K/2)$. L'homothétie, qui conserve les Δ_m, ne modifie pas l'entier K provenant des points de perte, car un tel point est transformé en point de perte et la transformation n'en introduit pas d'autres, puisqu'un multiple impair d'un semi-entier est un semi-entier.

Supposons le théorème vrai pour tout triangle T semi-entier ou entier dont deux côtés sont parallèles aux axes de coordonnées. Un parallélogramme S à côtés parallèles aux axes se compose de deux tels triangles et $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 - (K/2)$. Le théorème s'applique à S, car le deuxième membre est invariant. Or, un triangle semi-entier quelconque S_1 peut être complété à un tel parallélogramme S, dans lequel il est inscrit, par des triangles T_2, T_3, ..., T_n et $\Delta = \sum_1^n \Delta_m - (K/2)$. Donc, Δ_1 est invariant dans l'homothétie, puisque tous les autres termes de l'égalité le sont. Il reste à faire la démonstration pour les triangles T.

Soit OAB le triangle T, OA et OB ayant la direction des axes. Soit O'A'B' ou S' le triangle homothétique. La parallèle O''A'' à O'A' y découpe le triangle O''A''B' ou S, en translation entière de T. Les vecteurs $\overrightarrow{O'O''}$ et $\overrightarrow{A'A''}$ ont des composantes entières. Le milieu M de A'A'' est un point entier ou semi-entier. La symétrie de centre M transforme le réseau en lui-même et le trapèze O'A'A''O'' ou S_1 en un trapèze A''A'CD tel que O'CDO'' soit un paral-

lélogramme S_2. $\Delta_2 = 1$ si le parallélogramme est entier (Note V, théorème 1) et $\Delta_2 = 0$ s'il se déduit d'un parallélogramme entier par une translation non entière (Note X, théorème 1). Le lemme fournira les égalités, dont résultera, dans chaque cas, $\Delta' = \Delta$. a et b désignent des entiers.

$$\text{Cas } O(0, 0)\, A(a, 0): \quad \Delta' = \Delta + \Delta_1 - 1, \quad 2\Delta_1 - 1 = \Delta_2 = 1;$$

$$\text{Cas } O(0, 0)\, A\left(a + \frac{1}{2}, 0\right): \quad \Delta' = \Delta + \Delta_1 - \frac{1}{2}, \quad 2\Delta_1 = \Delta_2 = 1;$$

$$\text{Cas } O\left(\frac{1}{2}, 0\right) A(a, 0): \quad \Delta' = \Delta + \Delta_1 - \frac{1}{2}, \quad 2\Delta_1 - 1 = \Delta_2 = 0;$$

$$\text{Cas } O\left(\frac{1}{2}, 0\right) A\left(a + \frac{1}{2}, 0\right): \quad \Delta' = \Delta + \Delta_1, \quad 2\Delta_1 = \Delta_2 = 0,$$

valables aussi pour les cas

$$O\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) A\left(a, \frac{1}{2}\right) \quad \text{et} \quad O\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) A\left(a + \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right).$$

Les cas $O(0, 1/2)$, symétriques des cas $O(1/2, 0)$, ne sont pas à examiner.

APPLICATION AUX INÉQUATIONS DIOPHANTIENNES. — *Du nombre i des solutions de l'inéquation à deux inconnues,* X, Y, *entiers positifs,*

$$\frac{X}{A} + \frac{Y}{B} < \frac{1}{2} \qquad (A, B \textit{ entiers}),$$

on déduit par le théorème 1 *le nombre i' des solutions de*

$$\frac{X}{A} + \frac{Y}{B} < \frac{1}{2} + K \qquad (K \textit{ entier arbitraire}).$$

En effet, i et i' sont les nombres de points entiers intérieurs au triangle $(0, 0)$ $(A/2, 0)$ $(0, B/2)$ et à son homothétique dans le rapport $2K + 1$ par rapport à l'origine [5].

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) Suite des Notes V et X (*Comptes rendus*, 241, 1955, p. 686 et 243, 1956, p. 347.)

(2) Il s'agit naturellement d'exprimer i en fonction de a, b sans faire intervenir une somme de valeurs entières. Une bonne valeur approchée de i est la partie entière du nombre $[(a-1)(b-1)]/2$.

(3) Remarquons que la détermination de i pour un polygone semi-entier est équivalente à celle du nombre de points à coordonnées paires intérieurs à un polygone entier.

(4) Si le rapport est pair le triangle homothétique est entier, donc $\Delta' = 1$ (Note V).

(5) Par exemple pour avoir le nombre de solutions de $(X/3) + (Y/11) < 987,5$, il suffit de compter le nombre de points entiers intérieurs au triangle $(0; 0)$ $(1,5; 0)$ $(0; 5,5)$, puis d'appliquer $\Delta' = \Delta$ au triangle homothétique par rapport à l'origine dans le rapport $2 \times 987 + 1$ (on trouve $i' = 15\,989\,166$). Rappelons que pour avoir le nombre i de solutions de $(X/3) + (Y/11) < 987$, on appliquerait $\Delta = 1$ au triangle entier $(0, 0)$ $(3 \times 987, 0)$ $(0, 11 \times 987)$.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Équations d'Euler-Poisson-Darboux généralisées*. Note (*) de M. **Jacques-Louis Lions**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Résolution de problèmes aux limites mixtes et de problèmes de transmutation pour des opérateurs généralisant considérablement les opérateurs d'Euler-Poisson-Darboux [1].

1. Si X est un espace de Banach, on désigne par $\mathcal{E}(X)$ [resp. $\mathcal{E}_*(X)$, resp. $\mathcal{D}_0(X)$] l'espace des fonctions f indéfiniment différentiables sur $t \geq 0$ à valeurs dans X [resp. vérifiant $f^{(2n+1)}(0)=0$, resp. $f^{(n)}(0)=0$, pour tout entier $n \geq 0$]. Si $X = C$, $\mathcal{E}(X) = \mathcal{E}$, $\mathcal{E}_*(X) = \mathcal{E}_*$, $\mathcal{D}_0(X) = \mathcal{D}_0$. Ces espaces sont munis de leur topologie naturelle.

On pose $D = d/dt$ et

$$L_p = D^2 + (2p+1)t^{-1}D \qquad (p, \text{ nombre complexe quelconque}).$$

On a introduit [2] des opérateurs B_p et $\mathcal{B}_p$ ayant les propriétés suivantes : les fonctions $p \to B_p$ et $p \to \mathcal{B}_p$ sont méromorphes à valeurs dans $\mathcal{L}(\mathcal{E};\mathcal{E})$ [3] avec des pôles aux points $-1/2, -3/2, \ldots$ et $-1, -2, \ldots$; la fonction B_p est entière à valeurs dans $\mathcal{L}(\mathcal{E}_*;\mathcal{E}_*)$; pour $p \neq -1, -2, \ldots$, les opérateurs B_p et $\mathcal{B}_p$ sont inverses l'un de l'autre dans $\mathcal{E}_*$, et l'on a la propriété fondamentale $D^2 B_p = B_p L_p$.

Si $\mathfrak{A}$ est une fonction de $\mathcal{E}_*$, on pose

$$T_p\mathfrak{A}(t,s) = \gamma_p \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin^{2p+2}\theta \cos^{-2p}\theta\, \mathfrak{A}_1\left(\sqrt{t^2\sin^2\theta + s^2\cos^2\theta}\right) d\theta,$$

où

$$\gamma_p = \frac{2}{\Gamma\left(p+\frac{1}{2}\right)\Gamma\left(-p+\frac{1}{2}\right)}, \qquad \mathfrak{A}_1(t) = \frac{D\mathfrak{A}(t)}{t}.$$

Cette intégrale converge pour $-3/2 < \operatorname{Re} p < 1/2$.

Soit E l'espace des fonctions indéfiniment différentiables dans $t \geq 0$, $s \geq 0$, avec sa topologie naturelle. On montre que la fonction $p \to T_p$, définie dans $-3/2 < \operatorname{Re} p < 1/2$, à valeurs dans $\mathcal{L}(\mathcal{E}_*; E)$, peut être prolongée analytiquement en une fonction *entière*, encore notée $p \to T_p$, à valeurs dans $\mathcal{L}(\mathcal{E}_*; E)$.

On montre ensuite la formule

$$(1) \qquad B_p(\mathfrak{A}\mathcal{B}_p f) = \mathfrak{A} f + t\int_0^t T_p\mathfrak{A}(t,s) f(s)\, ds \qquad (p \neq -1, -2, \ldots).$$

Si maintenant $M(t)$ est une fonction de $\mathcal{E}$ vérifiant $M^{(2n)}(0) = 0$ pour tout

entier $n \geq 0$, on montre la formule

$$(2) \quad \begin{cases} B_p(M(D\mathcal{B}_p f)) = MDf + \left(p + \frac{1}{2}\right) t\,D(t^{-1}M)f + t\int_0^t S_p M(t, s) f(s)\,ds \\ \qquad p \neq -1, -2, \ldots), \end{cases}$$

la fonction $S_p M(t, s)$ étant indéfiniment différentiable en s et t (et s'exprimant simplement à l'aide de l'opérateur T_p). Toutes ces formules sont valables pour des fonctions f à valeurs dans X, des fonctions $\mathcal{A}$ et M à valeurs dans $\mathcal{L}(X; X)$.

2. On donne maintenant deux espaces de Hilbert V, H, avec $V \subset H$ algébriquement et topologiquement, V étant séparable et dense dans H. Pour tout $t \geq 0$, on donne une forme sesquilinéaire continue $a(t; u, v)$ sur V. On fait l'hypothèse :

(I) $t \to a(t; u, v)$ est dans $\mathcal{E}_*$ pour tout $u, v \in V$; $a(t; u, v) = \overline{a(t; v, u)}$; pour tout $T > 0$, il existe $\lambda(T)$ et $\alpha(T) > 0$ tels que

$$a(t; v, v) + \lambda(T)|v|^2 \geq \alpha(T)\|v\|^2, \qquad v \in V, \qquad t \in [0, T]$$

($|v|$, resp. $\|v\|$, désigne la norme de v dans H, resp. V).

Pour tout $t \geq 0$ on donne aussi $M(t) \in \mathcal{L}(H; H)$; on fait l'hypothèse

(II) $t \to M(t)$ est indéfiniment différentiable dans $t \geq 0$ à valeurs dans $\mathcal{L}(H; H)$ et $M^{(2n)}(0) = 0$ pour tout $n \geq 0$.

THÉORÈME. — *On donne f dans* $\mathcal{D}_0(H)$. *On suppose que* (I) *et* (II) *ont lieu. Il existe u unique dans* $\mathcal{D}_0(V)$ *vérifiant :*

$$(E) \qquad a(t; u(t), v) + (L_p u(t), v) + (M(t)\,Du(t), v) = (f(t), v) \qquad (t \geq 0, v \in V)$$

$[(.,.)$ désigne le produit scalaire dans H$]$; *u dépend continûment de f.*

3. Le plan de la démonstration est le suivant : on suppose d'abord $p \neq -1, -2, \ldots$; on applique B_p aux deux membres de (E); si $B_p u = U$, en utilisant (1) et (2) on transforme (E) en une équation en U, de même *type* que (E), mais où L_p est remplacé par D^2 et où il y a en outre des termes *intégraux*. Pour de telles équations, on peut utiliser les résultats de ([4]). Pour les valeurs singulières de p, on utilise les relations de Darboux-Weinstein.

4. On dira que u, élément de V, est dans $N(t)$ si la forme semi-linéaire $v \to a(t; u, v)$ est continue sur V muni de la topologie induite par H ([4]); alors $a(t; u, v) = (A(t)u, v)$ de sorte que (E) est equivalente à $u \in \mathcal{D}_0(V)$, avec $u(t) \in N(t)$ pour tout $t \geq 0$, et vérifie

$$(F) \qquad A(t)\,u(t) + L_p u(t) + M(t)\,Du(t) = f(t) \qquad (t \geq 0).$$

Si $p \neq -1, -3/2, -2, \ldots$, il est équivalent de chercher u dans $\mathcal{E}(V)$, avec $u(t) \in N(t)$, $u(0) = Du(0) = 0$, et (F).

La théorie s'applique *en particulier* aux opérateurs de la forme

$$A\left(x,\, t;\, \frac{\partial}{\partial x}\right) + M(x,\, t)\, D_t + D_t^2 + (2p+1)\, t^{-1}\, D_t,$$

où $A(x,\, t;\, \partial/\partial x)$ est un opérateur différentiel elliptique symétrique sur un ouvert quelconque de R^n, d'ordre quelconque $2m$, à coefficients bornés en x, indéfiniment différentiables en t [*cf.* ([4]), ([5])].

Si $A(x,\, t;\, \partial/\partial x)$ est à coefficients indéfiniment différentiables (ou suffisamment différentiables) sur un ouvert borné de frontière régulière, si l'espace V est un espace de fonctions à intégrale de Dirichlet d'ordre m finie et défini par des conditions locales à la frontière, on montre, en reprenant les raisonnements de Nirenberg, Browder et Aronszajn-Smith, que la solution u du problème (F) est une solution *usuelle*, autant de fois différentiable qu'on voudra en *t et en x*.

5. Soit maintenant J_p l'opérateur

$$J_p = D^2 + (2p+1)\, t^{-1} D + M(t)\, D + N(t),$$

où $M \in \mathcal{E}$, avec $M^{(2n)}(0) = 0$, et $N \in \mathcal{E}_*$. En utilisant les formules du point 1, on montre ceci :

a. pour $p \neq -1, -2, \ldots$, il existe un opérateur $X_p \in \mathcal{L}(\mathcal{E}_*;\, \mathcal{E}_*)$, tel que la fonction $p \to X_p$ soit méromorphe à valeurs dans $\mathcal{L}(\mathcal{E}_*;\, \mathcal{E}_*)$ avec des pôles simples éventuels aux points $-1, -2, \ldots$; sur $\mathcal{E}_*$, on a $D^2 X_p = X_p J_p$.

b. L'opérateur X_p est un isomorphisme de $\mathcal{E}_*$ sur lui-même; si $\mathfrak{X}_p$ désigne l'isomorphisme inverse, la fonction $p \to \mathfrak{X}_p$ est méromorphe à valeurs dans $\mathcal{L}(\mathcal{E}_*;\, \mathcal{E}_*)$, avec des pôles simples aux points $-1, -2, \ldots$.

On a ainsi des opérateurs de transmutation ([6]) de J_p en D^2 qui ont exactement les mêmes applications que dans ([2]), chap. II ([7]).

(*) Séance du 6 janvier 1958.

([1]) *Cf.* en particulier A. Weinstein, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2584.

([2]) J. L. Lions, *Bull. Soc. Math. Fr.*, 84, 1956, p. 9-95. Ce sont les prolongements analytiques des opérateurs de Sonine et Poisson.

([3]) $\mathcal{L}(F, F)$ désigne l'espace des applications linéaires continues de F dans lui-même, muni de la topologie de la convergence uniforme sur les parties bornées de F.

([4]) J. L. Lions, *Boundary value Problems*, Technical Report, The University of Kansas, Lawrence, 1957; *cf.* également une Note récente de F. Trèves, *Domination et problèmes aux limites de type mixte.*

([5]) *Cf.* des exemples dans J. L. Lions, *Acta Math.*, 94, 1955, p. 13-153.

([6]) *Cf.* aussi J. Delsarte et J. L. Lions, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 832.

([7]) *Cf.* des exemples explicites dans M. Thyssen, *Bull. Soc. Royale Sc. Liège*, 1957, p. 87-96.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur le problème « M(r) ».*

Note de M. **Yitzhak Katznelson**, présentée par M. Paul Montel.

M. Mandelbrojt (1) a établi l'équivalence des problèmes suivants : l'unicité dans le problème des moments de mesure à support donné, la quasi-analyticité des classes des fonctions à spectre donné, la vitesse de décroissance permise à des fonctions holomorphes hors d'un ensemble donné, le problème d'approximation polynomiale pondérée, etc.

C'est la troisième forme qui est la plus maniable, à savoir : donner des conditions pour une suite $\mathfrak{M}$ de nombres positifs $\mathfrak{M} = \{M_n\}$ et un ensemble fermé E situé sur l'axe réel, telles que la seule fonction $\Phi(z)$ holomorphe et uniforme hors de E et satisfaisant aux inégalités

$$(a) \qquad |\Phi(z) z^n y| \leq M_n \quad (n \geq 0, \quad z = x + iy) \qquad \text{soit} \quad \Phi \equiv 0.$$

Pour des ensembles E relativement simples, on connaît des conditions nécessaires et suffisantes. Le cas trivial est celui d'un ensemble E compact [où (a) est une telle condition quel que soit $\mathfrak{M}$].

Le cas $E = R$ est le problème classique de Watson dont la solution est la suivante : posons $S(e^\sigma) = \operatorname{Sup}_{n \geq 0}(n\sigma - \log M_n)$; une condition nécessaire et suffisante est

$$\int^{\infty} S(e^\sigma)\, e^{-\sigma}\, d\sigma = \infty.$$

Un troisième cas dont la solution est connue est celui des suites lacunaires. Kahane, dans sa thèse (2), a démontré que, pour $E = \{\lambda_j\}$, $\{\lambda_j\}$ symétrique et $\lambda_{2j}/\lambda_{2j-2} > K > 1$, ou bien $\{\lambda_j\}$ positive et $\lambda_j/\lambda_{j-1} > K > 1$, on peut construire une fonction « minimale », f_0, qui appartient à toute classe non quasi analytique des fonctions de spectre contenu dans E. La condition pour la suite devient $\underline{\lim}\, M_n |\lambda_1 \ldots \lambda_{n+1}|^{-1} = 0$.

Des résultats semblables, en termes d'approximation polynomiale pondérée, ont été obtenus par Merguelian (3).

Enfin, il y a lieu de remarquer qu'une condition pour un ensemble E symétrique se traduit immédiatement en une telle condition pour $(E^2 = \{\lambda^2 ; \lambda, \in E\})$, la fonction $S\left(e^{\frac{\sigma}{2}}\right)$ étant associée à E^2 de la même manière que $S(e^\sigma)$ l'est à E.

Une condition sera appelée $\mathfrak{U}_{\rm II}\{\mathfrak{M}, E\}$ si, avec (a), elle entraîne $\Phi \equiv 0$ pour toute $\Phi(z)$ holomorphe et uniforme hors de E. Nous l'écrirons aussi $\mathfrak{U}_{\rm II}\{M(r), E\}$ avec $M(r) = \inf_{n \geq 0} M_n r^{-n}$. La dernière remarque peut donc être exprimée de la façon suivante : pour E symétrique, la condition $\mathfrak{U}_{\rm II}\{M(r), E\}$ est équivalente à $\mathfrak{U}_{\rm II}\left\{M\left(r^{\frac{1}{2}}\right), E^2\right\}$.

Le problème « $M(r)$ », est de trouver des conditions $\mathfrak{U}_{\rm II}\{M(r), E\}$.

Dans cette Note, nous indiquons des conditions $\mathfrak{R}_{II}$ un peu plus fines que celles connues, ainsi qu'un exemple montrant que, pour des ensembles E assez « clairsemés », on ne peut pas beaucoup les améliorer.

Soit donc E le fermé donné, supposé symétrique, sur l'axe réel et soit $E' = \log i E$. E' se trouve dans le plan $s = \sigma + it$ et il est symétrique par rapport à l'axe réel.

Désignons par $G(\sigma) = \pi/2 + d(\sigma, E')$ (d, distance de $\sigma + (i\pi)/2$ à E') et soit $z = z(s)$ la fonction qui réalise la représentation conforme du domaine $\Delta_s = \{s; |t| < G(\sigma)\}$ sur la bande $|y| < \pi/2$ transformant l'axe $s = \sigma$ en l'axe réel, et telle que $x'(\sigma) > 0$. On a le lemme suivant ([4]) :

Pour tout $\sigma_2 > \sigma_1$, on a

$$\bar{x}(\sigma_2) - \underline{x}(\sigma_1) \leqq 2\pi \int_{\alpha[\underline{x}(\sigma_1)]}^{\alpha[\bar{x}(\sigma_2)]} \frac{G(\alpha)}{m^2(\alpha)} d\alpha.$$

Fixant σ_1, on obtient pour $\sigma_2 \in E'$,

$$\bar{x}(\sigma_2) \leqq 2\pi \int^{\sigma_2} \frac{G(\alpha)}{m^2(\alpha)} d\alpha + \text{Cte}.$$

Mais, pour $\alpha \in E'$, on a $G(\alpha)/m^2(\alpha) = 1/(2\pi)$ *et, pour tout α, on a*

$$\frac{G(\alpha)}{m^2(\alpha)} \leqq \frac{1}{2G(\alpha)} \qquad [m(\alpha) \geqq \sqrt{2}\, G(\alpha)].$$

Posons

$$v_1(\sigma) = \int_{E'}^{\sigma} d\alpha, \qquad v_2(\sigma) = \int_{CE'}^{\sigma} \frac{\pi\, d\alpha}{G(\alpha)};$$

alors

$$x(\sigma_2) \leqq v_1(\sigma_2) + v_2(\sigma_2) + \text{Cte}.$$

Notons que, si $(a, a+T)$ est un composant de CE',

$$\int_a^{a+T} \frac{\pi\, d\alpha}{G(\alpha)} = 2\pi \int_0^{\frac{T}{2}} \frac{d\alpha}{\frac{\pi}{2} + \alpha} = 2\pi \log\left(\frac{T+\pi}{\pi}\right).$$

Pour $\sigma \in (a, a+T)$, l'image du cercle de centre σ et de rayon $(1/2)\, m(\sigma)$, fait partie du domaine $\{x(a) < x < x(a+T);\ |y| < \pi/2\}$, donc a une aire inférieure à $2\pi^2 \log[(T+\pi)/\pi]$, d'où il résulte que

$$x'(\sigma) \leqq \frac{2\left[\pi \log\left(\frac{T+\pi}{\pi}\right)\right]^{\frac{1}{2}}}{G(\sigma)},$$

et, par conséquent,

$$x(\sigma) \leqq v(\sigma) = v_1(\sigma) + v_2(\sigma) + \left[2\left[\pi^{-1} \log\left(\frac{T+\pi}{\pi}\right)\right]^{\frac{1}{2}} - 1\right][V_2(\sigma) - V_2(a)].$$

Or, il est clair que $x'(\sigma) > 1/KG(\sigma)$ et on l'obtient le

THÉORÈME. — *La condition* (b) $\int^{\infty} S(e^{\sigma})e^{-V(\sigma)}d\sigma/G(\sigma)=\infty$ *est une condition* $\mathfrak{R}_H\{\mathfrak{M}, E\}$.

Prenons comme exemple $E_k=\bigcup \pm(k^{2n}, k^{2n+1})$. Les résultats de Mandelbrojt-Mac-Lane ne permettent pas de distinguer ce cas du cas $E=R$; le résultat de Kahane, comme le nôtre, donne comme condition $\int^{\infty} S(e^{\sigma})e^{-[(1/2)+\varepsilon_k]\sigma}d\sigma=\infty$; mais, tandis que chez Kahane ε_k est d'ordre $k^{-1/3}$, nous obtenons $\varepsilon_k \sim k^{-1}\log k$.

Pour avoir une idée de l'écart entre cette condition et la meilleure possible, remarquons qu'on ne peut pas remplacer $(1/2)+\varepsilon_k$ par $(1/2)-\varepsilon$; en effet, pour $\varepsilon>0$ donné, considérons la suite $\{\lambda_j\}\subseteq E$ la plus dense telle que $\lambda_j/j^{1+(\varepsilon/2)}$ est non décroissant. D'après Kahane (²) (p. 65-67) à $\Phi(z)=\Pi[1-(z^2/\lambda_j^2)]^{-1}$ satisfait (a) avec une suite $\mathfrak{M}$ qui rend l'intégrale $\int^{\infty} S(e^{\sigma})e^{-[(1/2)-\varepsilon]\sigma}d\sigma$ divergente.

La même construction montre aussi que, pour des ensembles E dont le complément est composé d'une suite d'intervalles de longueur logarithmique croissant lentement vers l'infini, la fonction $v(\sigma)$ de la condition (b) ne peut pas être remplacée par $v(\sigma)-\varepsilon\sigma$.

Dans un Mémoire a paraître M. Malliavin montre que dans le cas des ensembles E_k, on ne peut pas remplacer ε_k par zéro.

(¹) *Ann. Éc. Norm. Sup.*, 65, 1948, p. 101-138. La topologie dans laquelle on traite l'approximation polynomiale n'est pas la topologie uniforme, mais la topologie induite sur la classe A par la transformation de Fourier de celle de L^1.

(²) *Ann. Inst. Fourier*, 5, 1953-1954, p. 39-130.

(³) *Uspehi Mat. Nauk*, 11, 1956, p. 107-152.

(⁴) S. MANDELBROJT, *Séries adhérentes*, Gauthier-Villars, Paris, 1952, p. 32 (2.2.9), dont on conserve les notations. La méthode est due à Mandelbrojt-Mac-Lane, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 61, 1947, et a été affinée par Kahane (²).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur le principe de Huygens pour un problème singulier de Cauchy.* Note (*) de M. **DAVID WILLIAM FOX**, présentée par M. Joseph Pérès.

Étude du problème singulier de Cauchy pour une généralisation remarquable de l'équation d'Euler-Poisson-Darboux.

Dans un Mémoire récent, M. Stellmacher (¹) étudie l'équation hyperbolique

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}+\frac{k}{t}\frac{\partial u}{\partial t}=\sum_{i=1}^{m}\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x_i^2}+\frac{\lambda_i}{x_i^2}u\right) \tag{1}$$

qu'il écrit sous une forme légèrement différente en posant $u=wt^{-k/2}$. Cette équation est une généralisation de l'équation d'Euler-Poisson-Darboux à

laquelle elle se ramène en posant $\lambda_i = 0$. Pour des valeurs quelconques des λ_i et pour $x_i \neq 0$ elle est du type considéré par M. Bureau ([2]). M. Stellmacher donne un critère pour la validité du principe de Huygens dans le *cas régulier*, c'est-à-dire pour des données de Cauchy sur des hypersurfaces du genre espace sans points communs avec les plans $t = 0$, $x_i = 0$.

Dans la présente Note nous nous proposons de donner la solution du problème *singulier* de Cauchy pour (1) correspondant aux conditions initiales

$$u = f(x), \qquad u_t = 0 \tag{2}$$

pour $t = 0$, où nous avons posé $f(x) = f(x_1, x_2, \ldots, x_m)$. Nous nous servirons à cet effet des procédés donnés par MM. Weinstein ([3]), Bureau et Stellmacher. Posons $\Gamma = t^2 - \sum (x_i - \xi_i)^2$. Considérons d'abord, avec M. Bureau, l'équation (1) avec k remplacé par $2 - k$. Cette équation admet une solution de la forme $v_\lambda^{(2-k)}(x, \xi, t) = \Gamma^p w(z_1, z_2, \ldots, z_m)$; $\xi = (\xi_1, \xi_2, \ldots, \xi_m)$, où $p = (1/2)(k - m - 1)$ et $z_i = \Gamma/4x_i\xi_i$ sont des variables introduites par M. Stellmacher. La fonction w est une des fonctions hypergéométriques de Lauricella ([4]). D'après le principe de correspondance de M. Weinstein, la fonction $v_\lambda^{(k)}(x, \xi, t) = t^{1-k} v_\lambda^{(2-k)}$ est une solution de (1).

Ceci posé, nous pouvons énoncer le résultat suivant :

La solution $u = u_\lambda^{(k)}(x, t, f)$ du problème singulier de Cauchy (1), (2) est donnée pour $|x_i| > t \geqq 0$ par la formule

$$u_\lambda^{(k)} = \frac{\Gamma\left(\frac{k+1}{2}\right)}{\pi^{\frac{m}{2}} \Gamma\left(\frac{k-m+1}{2}\right)} t^{1-k} \int f(\xi)\, v_\lambda^{(2-k)}(x, \xi, t)\, d\xi. \tag{3}$$

Le domaine d'intégration est la boule $\sum (x_i - \xi_i)^2 \leqq t^2$. Il est évident ([2]) que la formule (3) est valable pour k suffisamment grand. Mais, en utilisant la série pour w, nous déduisons de (3) la formule remarquable

$$\left\{\begin{array}{l} u_\lambda^{(k)} = \displaystyle\sum_{\nu=0}^{\infty} \left(\frac{t}{2}\right)^{2\nu} \sum_{\rho_1, \rho_2, \ldots, \rho_m = 0}^{\nu} C(\lambda, \rho, x)\, u^{(k+2\nu)}\left(x, t, \frac{f}{x_1^{\rho_1} x_2^{\rho_2} \ldots x_m^{\rho_m}}\right) \\ \qquad (\rho_1 + \rho_2 + \ldots + \rho_m = \nu). \end{array}\right. \tag{4}$$

où nous avons posé

$$C(\lambda, \rho, x) = \frac{[\lambda_1, \rho_1][\lambda_2, \rho_2] \ldots [\lambda_m, \rho_m]}{\rho_1!\, \rho_2! \ldots \rho_m!} \frac{1}{x_1^{\rho_1} x_2^{\rho_2} \ldots x_m^{\rho_m}},$$

$$[\lambda, \rho] = \lambda(\lambda + 1.2)(\lambda + 2.3) \ldots (\lambda + \rho(\rho - 1)); \qquad [\lambda, 0] = 1.$$

Les fonctions $u^{(k+2\nu)}$ sont les solutions du problème singulier de Cauchy pour l'équation d'Euler-Poisson-Darboux. Elles sont données pour toutes les valeurs de $k \neq -1, -3, \ldots$ par les formules de M. Weinstein (*loc. cit.*). Nous pouvons donc tirer de (4) les conclusions suivantes :

1. La formule (3) est valable pour $k > m - 1$.

2. Pour $k \leqq m-1$, $k \neq -1, -3, \ldots$, la solution $u_\lambda^k(x, t, f)$ est définie par le second membre de (4), qui est le prolongement analytique du second membre de (3).

3. Pour $k \neq -1, -3, \ldots$ les conditions nécessaires et suffisantes pour la validité du principe de Huygens pour (1) et (2) sont données par les formules

$$m - k = 2n + 1 \qquad (n = 0, 1, 2, \ldots),$$
$$\lambda_i = -\nu_i(\nu_i + 1) \qquad (\nu_i = 0, 1, 2, \ldots),$$
$$\sum_{i=1}^{m} \nu_i \leqq n.$$

Notre critère se déduit du critère correspondant pour l'équation d'Euler-Poisson-Darboux. Dans ce cas, M. Weinstein a trouvé (³) que la condition nécessaire et suffisante pour la validité du principe de Huygens est donnée par la formule

$$m - k = 2n + 1 \qquad (n = 0, 1, 2, \ldots), \tag{5}$$

l'entier $k \neq -1, -3, \ldots$ étant positif, nul ou négatif.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(¹) K. L. Stellmacher, *Mathematische Annalen*, 130, 1955, p. 219-233.

(²) F. Bureau, *Communications on pure and applied mathematics*, 8, 1955, p. 143-202.

(³) A. Weinstein, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2584; *Bull. Amer. Math. Soc.*, 59, 1953, p. 454; *Communications on pure and applied mathematics*, 7, 1954, p. 105-116.

(⁴) P. Appell et J. Kampé de Fériet, *Fonctions hypergéométriques et hypersphériques*, Paris, Gauthier-Villars, 1926, p. 114, formule (2).

TOPOLOGIE. — *Sur la caractérisation des espaces de Baire.*

Note (*) de M. **Léon Motchane**, présentée par M. Paul Montel.

Il est possible de caractériser les espaces de Baire sans avoir recours aux opérations dénombrables qui sont à la base des définitions classiques de ces espaces (¹). Compléments et rectification de la Note [1].

Le but de cette Note est de caractériser les espaces de Baire en termes de structure topologique et uniforme.

Définition 1. — *On dira que deux topologies* τ *et* τ' *sur le même ensemble* E *sont* faiblement liées *si l'une est plus fine que l'autre (par exemple* $\tau' \supset \tau$*) et si tout ouvert* $O' \in \tau'$ *est contenu et dense au sens de la topologie moins fine* τ *dans un ouvert* $O \in \tau$.

Il existe donc pour tout $O' \in \tau'$ un ouvert $O \in \tau$ tel que $O' \subset O$ et $\overline{O'} = \overline{O}$; on dira pour tout couple d'ouverts vérifiant ces relations que *les ouverts* (O', O) sont liés.

DÉFINITION 2. — *On dira que deux topologies* τ *et* τ' *faiblement liées sont* fortement liées *si l'intersection des ouverts* (ω_1, ω_2) *de* τ' *est vide (resp. non vide) suivant que l'intersection de tout couple d'ouverts* (O_1, O_2) *de* τ *respectivement liés à* ω_1 *et à* ω_2 *est vide (resp. non vide).*

DÉFINITION 3. — *On dira que* E *est un* espace bitopologique $E(\tau, \tau')$ *si* E *est muni de deux topologies fortement liées.*

Remarque. — Dans tout ce qui va suivre, et sauf mention contraire, les notions et opérations topologiques telles que : *adhérence, limite, densité*, etc., sont entendues au sens de la topologie τ, la moins fine des topologies de E et celle dont E est muni en tant qu'espace topologique.

Soit $\Omega \in \tau$ et $\omega \in \tau'$ lié à Ω. Dans tout espace bitopologique, l'ensemble de tous les ouverts de τ' liés à Ω et contenu dans ω forme une topologie non séparée sur ω qu'on notera (pour tout ω) par τ''_ω. Considérons maintenant une structure uniforme écartisable (d'écart F quelconque) sur ω. Si l'on désigne par $\tau_{\mathfrak{U}}$ l'ensemble de tous les ouverts de la topologie déduite de la structure uniforme d'écart F, on a $\tau_{\mathfrak{U}} \cap \tau''_\omega = \mathcal{F}_{\mathfrak{U}}$, et l'on voit que $\mathcal{F}_{\mathfrak{U}}$ est un filtre non vide à base d'ouverts de τ' liés à Ω et contenus dans ω.

DÉFINITION 4. — *On dira qu'une structure uniforme écartisable sur* ω *est une* structure uniforme écartisable $\mathfrak{U}_\omega$, *ou simplement une* structure $\mathfrak{U}_\omega$, *si la structure uniforme écartisable d'écart* F *satisfait à la condition suivante* : le filtre $\mathcal{F}_{\mathfrak{U}}$ est un filtre de Cauchy *c'est-à-dire qu'il existe dans* $\mathcal{F}_{\mathfrak{U}}$ *des ouverts de diamètres aussi petits qu'on veut au sens de l'écart* F.

Il est évident que, pour tout $\Omega \in \tau$ et pour tout $\omega \in \tau'$ lié à Ω, la famille $\{\mathfrak{U}_\omega\}$ de structures $\mathfrak{U}_\omega$ n'est pas vide.

DÉFINITION 5. — *On dira qu'une structure uniforme écartisable* $\mathfrak{U}_\omega$ *est* complète relativement *à* $\mathcal{F}_{\mathfrak{U}}$, *ou* relativement complète, *si* $\mathcal{F}_{\mathfrak{U}}$ *est convergent sur* ω *au sens de la structure* $\mathfrak{U}_\omega$.

Il s'ensuit, si $\mathfrak{U}_\omega$ est relativement complète, que sur l'espace séparé ω/R associé à ω, l'image de $\mathcal{F}_{\mathfrak{U}}$ par l'application canonique est un filtre convergent au sens de la métrique associée à l'écart F. Inversement, si l'image réciproque sur ω par l'application canonique d'un filtre de Cauchy convergent sur ω/R est un filtre de Cauchy à base d'ouverts de τ' liés à Ω, alors ce filtre est un filtre $\mathcal{F}_{\mathfrak{U}}$ et il est convergent au sens de l'écart de $\mathfrak{U}_\omega$ sur ω. Remarquons encore que pour que $\mathfrak{U}_\omega$ soit relativement complète, il faut et il suffit que $\mathcal{F}_{\mathfrak{U}}$ soit convergent au sens de la topologie τ''_ω.

La caractérisation des espaces de Baire résulte du théorème suivant :

THÉORÈME I. — *Pour qu'un espace topologique* $E(\tau)$ *soit un espace de Baire, il faut et il suffit qu'il existe une topologie* τ' *telle que* E *soit bitopologique* $E(\tau, \tau')$, *et telle que, pour tout* $\Omega \in \tau$ *et pour tout* $\omega \in \tau'$ *lié à* Ω, *toute structure uniforme écartisable* $\mathfrak{U}_\omega$ *soit relativement complète.*

La condition est nécessaire. — On montre facilement que tout espace de

Baire $E(\tau)$ est bitopologique $E(\tau, \tau')$ si l'on prend pour τ' la topologie des résiduels des ouverts de τ. Considérons un ouvert $\omega \in \tau'$ lié à $\Omega \in \tau$, et soit une structure $\mathcal{U}_\omega$ quelconque sur ω. La structure $\mathcal{U}_\omega$ étant écartisable, la structure associée à $\mathcal{U}_\omega$ possède une base dénombrable d'entourages. Considérons $\mathcal{F}_{\mathcal{U}}$ sur ω. Son image sur l'espace associé séparé ω/R par l'application canonique f contient un filtre de Cauchy dénombrable $\{\varphi_n\} \subset f(\mathcal{F}_{\mathcal{U}})$. L'image réciproque de $\{\varphi_n\}$ par $f : \overset{-1}{f}\{\varphi_n\} = \{\omega_n\}$ est un filtre de Cauchy dénombrable à base d'ouverts de τ''_ω et de diamètres $d\omega_n \to 0$ avec $1/n$. Comme E est un espace de Baire, on a $\bigcap \omega_n = \omega_0$, $d\omega_0 = 0$ et $\omega_0 \neq \Phi$. Cela signifie que le filtre $\{\omega_n\}$ est convergent et possède une adhérence ω_0 au sens de la structure $\mathcal{U}_\omega$ (et aussi au sens de la topologie τ''_ω); et comme $\mathcal{F}_{\mathcal{U}}$ est plus fin que $\{\omega_n\}$, $\mathcal{F}_{\mathcal{U}}$ est convergent ce qui revient à dire que $\mathcal{U}_\omega$ est relativement complète.

La condition est suffisante : Soit $\{\Omega_n\}$ un ensemble dénombrable d'ouverts de τ, chaque Ω_n étant partout dense sur E. Soit $\Omega \in \tau$ quelconque et $\omega \in \tau'$ lié à Ω. Nous allons prouver que $\bigcap_n \omega \cap \Omega_n \neq \emptyset$ si l'hypothèse du théorème est vérifiée. Considérons le filtre de base $\{\omega_n\}$, où $\omega_n = \bigcap_{i \leq n} \omega \cap \Omega_i$. Comme pour tout n, $\omega^n \in \tau'$ est lié à Ω, on a $\omega_n \in \tau''_\omega$. Munissons ω d'une structure uniforme induite par $\{\omega_n\}$ de la manière suivante : posons $s_1 = \omega - \omega_1$, $s_2 = \omega - \omega_2 - s_1$, ... ce qui permet d'écrire $\omega_n = \omega - \bigcup_{i \leq n} s_i$ et, en posant $\omega_0 = \omega - \bigcup s_i$, conduit à la partition dénombrable $\omega = \omega_0 \cup \bigcup s_i$, où dans le cas général, on pourrait avoir $\omega_0 = \emptyset$. Introduisons la relation d'équivalence R identifiant s_k à un point x_k et ω_0 à x_0. Posons (l'ordre des indices étant celui du filtre $\{\omega_n\}$) $f(s_k) = (1/k)$, $f(\omega_0) = 0$, ce qui permet d'introduire un écart $F(s_k, s_p) = |(1/k) - (1/p)|$ sur ω. Montrons que cette structure uniforme écartisable est une structure $\mathcal{U}_\omega$.

1. L'expression $\omega_n = \omega - \bigcup_{i \leq n} s_i$ montre que, pour tout n, ω_n est un ouvert dans la topologie $\tau_{\mathcal{U}}$ déduit de la structure uniforme d'écart F. Par conséquent, $\tau_{\mathcal{U}} \cap \tau''_\omega \supset \{\omega_n\}$ et $\{\omega_n\}$ est un filtre à base d'ouverts de τ' liés à Ω et contenus dans ω.

2. Le diamètre de ω_n est $d\omega_n < 1/n$; donc, $\{\omega_n\}$ est un filtre de Cauchy et, comme les autres conditions de la définition 4 sont vérifiées, c'est un filtre $\mathcal{F}_{\mathcal{U}}$. D'après l'hypothèse, $\mathcal{U}_\omega$ est relativement complète, ce qui veut dire que $\mathcal{F}_{\mathcal{U}}$ est convergent; désignons son adhérence par ω_0. On a $\lim d\omega_n = d\omega_0 = 0$ avec $\omega_0 \neq \emptyset$. Les ensembles ω_n sont ouverts et fermés au sens de $\tau_{\mathcal{U}}$, de telle sorte que ω_0 est l'intersection des adhérences des ω_n au sens de $\tau_{\mathcal{U}}$, et comme pour tout n $\omega_n \supset \omega_{n+1}$, on conclut que $\omega_0 \subset \bigcap \omega_n$, ce qui établit le théorème.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3124. Cette Note sera désignée par [1]. Par suite d'une erreur de transcription un énoncé de la Note [1] est inexact, et les définitions des topologies faiblement et fortement liées ont été rendues incompréhensibles. Le problème posé dans [1] est traité ici en détail avec toutes les démonstrations, de telle sorte que la présente Note remplace entièrement [1].

ESPACES FONCTIONNELS. — *Une classe régulière d'espaces de Baire.*

Note (*) de M. **Gustave Choquet**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

On définit une classe d'espaces de Baire, assez large pour inclure tous les espaces de Baire connus dont la définition n'utilise pas l'axiome du choix, et assez restreinte pour être stable par de nombreuses opérations (par exemple le produit, dénombrable ou non).

Définition 1. — *Soit* E *un espace topologique. On appelle* tamis *sur* E, *toute relation binaire (notée* $\sqsubset$*) sur l'ensemble des ouverts* non vides *de* E, *telle que* :

T_1 : $(A \sqsubset B) \Rightarrow (A \subset B)$;

T_2 : $(A \subset B;\ B \sqsubset C;\ C \subset D) \Rightarrow (A \sqsubset D)$; *autrement dit un tamis est héréditaire à gauche et à droite* (1);

T_3 : *Pour tout ouvert* A *non vide, il existe un ouvert* A' *tel que* $A' \sqsubset A$;

T_4 : *Pour toute* suite (A_n) *d'ouverts, telle que* $A_{n+1} \sqsubset A_n$ *pour tout* n, *l'intersection des* A_n *n'est pas vide.*

Exemples. — 1° Dans E métrique complet, la relation « $\bar{A} \subset B$ et $d(A) < (1/2) d(B)$ » [où $d(X)$ désigne le diamètre de X].

2° Dans E localement compact, la relation « $\bar{A}$ est un compact de B ».

Définition 2. — *On dit qu'un espace topologique* E *est* tamisable *s'il existe un tamis sur* E.

Théorème 1 (immédiat). — *Tout espace tamisable est un espace de Baire* (2).

L'intérêt des espaces tamisables est double : d'abord tous les espaces de Baire usuels et ceux qui s'en déduisent sans utilisation de l'axiome du choix sont tamisables; ensuite la classe des espaces tamisables est stable par de nombreuses opérations :

Théorème 2. — *Tout résiduel* (3) *d'un espace tamisable est tamisable.*

Théorème 3. — *Tout produit (dénombrable ou non) d'espaces tamisables est tamisable.*

Remarquons qu'on ignore si tout produit d'espaces de Baire est de Baire; il semble même qu'on l'ignore pour un produit de deux espaces (sauf si l'un est à base dénombrable).

Localisation de la notion :

Proposition 1. — 1° *Tout ouvert non vide d'un espace tamisable est tamisable;*

2° *Un espace topologique dont tout point admet un voisinage tamisable est tamisable.*

Caractérisation des espaces métrisables tamisables :

THÉORÈME 4. — *Soit* E *un espace topologique métrisable.*

Les trois énoncés suivants sont équivalents :

a. E *est tamisable;*

b. E *est un résiduel d'au moins un espace métrique complet contenant* E;

c. E *est un résiduel de* tout *espace topologique séparé* (⁴) *contenant* E *et dans lequel* E *soit partout dense.*

Ce théorème montre que la classe des espaces tamisables est assez large, sans toutefois contenir tous les espaces de Baire métrisables.

Remarque. — Ce théorème ne s'étend pas à la classe des espaces E non métrisables. En effet, soit E l'espace localement compact des couples (x, α) (où $x \in R$ et $\alpha \in \{-1, 1\}$), muni de la topologie associée à l'ordre lexicographique sur E. L'ensemble des $(x, -1)$ et l'ensemble des $(x, 1)$ sont complémentaires; chacun d'eux est tamisable et partout dense sur E; et aucun d'eux n'est un résiduel de E.

Espaces fortement tamisables. — En renforçant un peu la définition 1, on va obtenir une classe d'espaces qu'on pourrait appeler des G_δ absolus à cause de ce qui se passe dans le cas métrisable.

DÉFINITION 3. — Un tamis fort *sur* E *est un tamis qui vérifie aussi la propriété suivante :*

T_3 : *Pour tout ouvert non vide* A *de* E, *les ouverts* A′ *tels que* $A' \sqsubset A$ *constituent une base de* A.

Un espace sur lequel existe un tamis fort est dit *fortement tamisable* (en abrégé f. t.).

Exemples. — Tout espace métrique complet, tout espace localement compact sont des espaces f. t.

PROPOSITION 2. — 1° *Tout produit d'espaces f. t. l'est aussi.*

2° *Tout ouvert non vide d'un espace f. t. l'est aussi.*

3° *Tout espace dont tout point admet un voisinage f. t. l'est aussi.*

PROPOSITION 3. — *Tout* G_δ (*intersection dénombrable d'ouverts*) *d'un espace f. t. est un espace de Baire.*

La question se pose de savoir si un tel G_δ est aussi f. t.

Caractérisation des espaces f. t. métrisables :

THÉORÈME 5. — *Soit* E *un espace topologique métrisable.*

Les trois énoncés suivants sont équivalents :

a. E *est fortement tamisable;*

b. E *est homéomorphe à un espace métrique complet;*

c. E *est un* G_δ *de tout espace topologique séparé* (⁴) *contenant* E.

L'affirmation que *b* et *c* sont équivalents étend un théorème bien connu concernant les espaces métriques complets.

Il serait intéressant de savoir s'il existe un énoncé analogue au théorème 5 pour les sous-ensembles f. t. des espaces compacts.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) De nombreuses propriétés restent valables si, au lieu de T_2, on suppose seulement la relation héréditaire à gauche (par décroissance).

(2) Rappelons que E est dit un espace de Baire si toute famille dénombrable d'ouverts partout denses de E a une intersection partout dense.

(3) Complémentaire d'une réunion dénombrable d'ensembles non denses.

(4) « Séparé » peut ici être remplacé par « dans lequel l'intersection des voisinages d'un point est réduite à ce point ».

GÉOMÉTRIE. — *Isomorphisme des connections infinitésimales.*

Note de M. **André-Claude Allamigeon**, présentée par M. Joseph Pérès.

Un isomorphisme différentiable d'espaces fibrés principaux peut être considéré comme agissant sur les connections infinitésimales; cette notion permet d'étendre les résultats de Mme Cattaneo sur les connections affines, et ceux de Mme Maurer sur les connections coaffines.

1. Soient $H(V_m, G, p)$ et $\overline{H}(V_m, \overline{G}, \overline{p})$ deux espaces fibrés principaux différentiables de même base V_m; soit σ un isomorphisme différentiable du groupe de Lie G sur le groupe de Lie $\overline{G}$, et Φ un isomorphisme de structures fibrées différentiables de H sur $\overline{H}$, tel que

$$(1) \qquad \Phi(hg) = \Phi(h)\,\sigma(g) \qquad (h \in H,\ g \in G),$$

$$(2) \qquad \overline{p} \circ \Phi = p.$$

Étant donné sur H une connection infinitésimale, définie par le champ $\mathcal{H}$ des sous-espaces horizontaux (1), $\overline{\mathcal{H}} = \Phi' \mathcal{H}$ (2) définit une connection sur $\overline{H}$, dite *la connection transformée de* $\mathcal{H}$ par Φ. Un chemin horizontal relativement à $\mathcal{H}$ est transformé par Φ en un chemin horizontal relativement à $\overline{\mathcal{H}}$. Si $h(t)$ est un chemin de H, d'origine h_0, $k(t)$ son développement sur la fibre de h_0, alors le développement de $\Phi(h(t))$ relativement à $\overline{\mathcal{H}}$ est $\Phi(k(t))$; en particulier les groupes d'holonomie de $\mathcal{H}$ et de $\overline{\mathcal{H}}$ sont conjugués par Φ. En désignant par Φ^* l'opérateur transposé de Φ, qui opère sur les formes différentielles :

$$(\Phi^*\pi)(\tau_1, \ldots, \tau_q) = \pi(\Phi'\tau_1, \ldots, \Phi'\tau_q) \qquad [\tau_i \in T(H)],$$

on obtient une relation entre les opérateurs de différentiation covariante ∇ et $\overline{\nabla}$, relatifs à $\mathcal{H}$ et $\overline{\mathcal{H}}$:

$$(3) \qquad \Phi^* \circ \overline{\nabla} = \nabla \circ \Phi^*$$

et entre les formes de connection :

$$(4) \qquad \Phi^* \overline{\omega} = \sigma' \circ \omega$$

(σ' désignant l'isomorphisme d'algèbres de Lie dérivé de l'isomorphisme σ). De

(3) et (4) on tire pour les formes de courbure $\Omega = \nabla\omega$, $\overline{\Omega} = \overline{\nabla}\,\overline{\omega}$:

$$\Phi^{*}\,\overline{\Omega} = \sigma' \circ \Omega. \tag{5}$$

Supposons maintenant que $G = \overline{G}$ et $H = \overline{H}$; d'après (2), on peut écrire

$$\Phi(h) = h(g(h))^{-1} \qquad [h \in H,\ g(h) \in G].$$

$g(h)$ étant une application différentiable de H dans G telle que

$$g(h\gamma) = \gamma g(h)\,\sigma(\gamma^{-1}) \qquad [h \in H,\ \gamma \in G].$$

Alors (5) s'écrit :

$$\overline{\Omega}_h = \operatorname{adj}((g(h))^{-1}).\sigma' \circ \Omega_h. \tag{7}$$

Si l'on dérive les deux membres de (6), on obtient

$$\Phi'^{-1}(\tau) = D_g\tau + (hg)\,g^{-1}\,dg(\tau) \qquad [\tau \in T_h(H)]$$

(où D_γ, pour tout $\gamma \in G$, est l'application dérivée de la multiplication à droite par γ) ; on en déduit

$$\overline{\omega} = \omega + g^{-1}\,\nabla g. \tag{8}$$

2. Prenons pour $H = \overline{H}$ *l'espace des repères linéaires* de V_m, $G = \overline{G}$ étant $Gl(m)$. Deux cas sont intéressants :

a. σ est l'application identique; $g(h)$ est alors un tenseur de type (1, 1) régulier φ^α_β ; en désignant $(g(h))^{-1}$ par ψ^α_β on a les formules

$$\overline{\omega}^\alpha_\beta = \omega^\alpha_\beta + \psi^\alpha_\rho \nabla\varphi^\rho_\beta, \tag{8'}$$

$$\Omega^\alpha_\beta = \psi^\alpha_\rho \Omega^\rho_\sigma \varphi^\sigma_\beta. \tag{7'}$$

b. σ transforme chaque matrice en sa contragrédiente; $g(h)$ est un tenseur deux fois covariant $g_{\alpha\beta}$ et $(g(h))^{-1}$ un tenseur deux fois contravariant $g^{\alpha\beta}$;

$$\overline{\omega}^\alpha_\beta = \omega^\alpha_\beta g^{\alpha\rho}\nabla g_{\sigma\beta}, \tag{8''}$$

$$\overline{\Omega}^\alpha_\beta = -\,g^{\alpha\rho}\Omega^\sigma_\rho g_{\sigma\beta}. \tag{7''}$$

Dans le cas des connections $L^\alpha_{\beta\gamma}$ et $L^\alpha_{\gamma\beta}$, de la théorie unitaire d'Einstein, on retrouve des résultats de Mme Maurer [3].

3. Considérons les espaces homogènes $F = G/G_1$, $\overline{F} = \overline{G}/\overline{G}_1$ (où G_1 et $\overline{G}_1$ sont des sous-groupes fermés de G et $\overline{G}$, $\overline{G}_1 = \sigma G_1$) ; π (resp. $\overline{\pi}$) est la projection canonique de G (resp. $\overline{G}$) sur F (resp. $\overline{F}$) ; σ induit une application σ^* de F sur $\overline{F}$; Φ induit un isomorphisme Ψ de l'espace fibré E, de fibre F, associé à H, sur l'espace fibré $\overline{E}$, de fibre $\overline{F}$, associé à $\overline{H}$. Supposons : *a. que* $\dim(F) = \dim(\overline{F}) = \dim(V_m) = m$, *b. qu'il existe une section de* E (*resp. de* $\overline{E}$) *canoniquement identifiée à* V_m (*ces deux sections se correspondant par* Ψ).

Soit $x(t)$ un chemin de V_m d'origine x_0, on peut alors définir [1] le développement de $x(t)$ dans la fibre F_{x_0} (resp. $\overline{F}_{x_0}$) relativement à $\mathcal{H}$ (resp. $\overline{\mathcal{H}}$),

soit $y(t)$ [resp. $\bar{y}(t)$]; on a alors

(9) $$\bar{y}(t) = \Psi(y(t)).$$

En particulier, si l'on peut définir des géodésiques sur F et sur $\overline{\mathrm{F}}$, au sens de Kobayashi ([4]), et que σ^* conserve les géodésiques, alors les deux connections *auront mêmes géodésiques* (courbes de V_m se développant suivant des géodésiques de F ou $\overline{\mathrm{F}}$).

Si $\mathcal{H}$ est une *connection de Cartan* au sens d'Ehresmann ([1]), $\overline{\mathcal{H}}$ est aussi une connection de Cartan, et la soudure associée à $\overline{\mathcal{H}}$ est la transformée par Ψ' de la soudure associée à $\mathcal{H}$.

4. Considérons le cas où H est l'*espace fibré des repères affines* de V_m, $\mathrm{F} = \mathrm{R}^m$ et G est le groupe des transformations affines.

a. $\overline{\mathrm{G}} = \mathrm{G}$, $\overline{\mathrm{H}} = \mathrm{H}$, σ est l'application identique : *en repères linéaires*,

$$g(h) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \varphi^\alpha_\beta \end{pmatrix}, \qquad \omega = \begin{pmatrix} 0 & \chi^\alpha \\ 0 & \pi^\alpha_\beta \end{pmatrix},$$

où $\chi^\alpha = \mathrm{T}^\alpha_\beta \theta^\beta$ est une 1-forme à valeur vectorielle et π^α_β une connection linéaire; $\overline{\omega} = \begin{pmatrix} 0 & \varphi^\alpha_\beta \chi^\beta \\ 0 & \overline{\pi}^\alpha_\beta \end{pmatrix}$, où $\overline{\pi}^\alpha_\beta$ est la connection transformée de π^α_β par le tenseur φ^α_β. En particulier, si la matrice $(\mathrm{T}^\alpha_\beta)$ est régulière, en prenant $\mathrm{T}^\alpha_\rho \varphi^\rho_\beta = \delta^\alpha_\beta$, on obtient une connection de Cartan pour la soudure naturelle de E, qui a mêmes géodésiques que la connection donnée ([5]).

b. $\overline{\mathrm{F}}$ est l'espace des hyperplans de F ne passant pas par l'origine, $\overline{\mathrm{H}}$ étant l'*espace des repères « coaffines »* ([6]);

$$g(h) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & g_{\alpha\beta} \end{pmatrix}, \qquad \overline{\omega} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ g_{\alpha\beta}\chi^\beta & \overline{\pi}^\alpha_\beta \end{pmatrix}$$

est une *connection « coaffine »* où $\overline{\pi}^\alpha_\beta$ est la connection transformée par $g_{\alpha\beta}$ de π^α_β. Inversement toute connection coaffine de Cartan de soudure *arbitraire* peut être obtenue à partir d'une connection affine de Cartan pour la soudure *naturelle* de E ([6]).

([1]) Ehresmann, *Colloque de Topologie*, Bruxelles, 1950, p. 29-55.

([2]) Φ' désigne l'application dérivée de Φ.

([3]) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 995; sur les formes de courbure, voir *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 38.

([4]) Kobayashi, *Thèse*.

([5]) Ida Cattaneo, *Rendiconti Acad. dei Lincei*, 22, 1957, p. 146-154.

([6]) Mme Maurer, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 240.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur les rapports entre divers concepts d'information.* Note (*) de M. **Pierre Thionet**, présentée par M. Georges Darmois.

Dans deux Notes précédentes (1) on a défini la perte d'information dans les sondages.

La relation de la *quantité d'information* au sens de Fisher vis-à-vis de la variance d'échantillonnage (perte d'information particulière) dans le cas d'une urne de Bernoulli est bien connue (2), de même que celle entre la matrice d'information de Fisher et la forme quadratique de perte d'information dans le cas de l'estimation de plusieurs paramètres.

On peut remarquer en outre que la quantité d'information de Fisher est elle-même une variance, donc une perte d'information particulière.

Schutzenberger a établi (3) que toute information obéissant à une axiomatique assez naturelle est la valeur moyenne, étendue à l'ensemble des états, de la résultante de l'application d'un opérateur linéaire S sur le logarithme de la probabilité *a priori* de chaque état.

L'information de Shannon correspond à $S = -1$, celle de Fisher à

$$S = -\frac{\partial^2}{\partial\theta^2}.$$

Lindley (4) a appliqué la définition de Shannon au sondage dans l'urne de Bernoulli, l'estimation des paramètres étant faite en employant une loi de probabilité *a priori* (à la différence de Fisher). La *probabilité* de la définition générale est devenue *une densité de probabilité*, (non autrement désignée) pour Fisher, *a posteriori* pour Lindley.

Dans la théorie des sondages, les urnes ont des tailles finies et les lois de distribution sont discontinues; les estimations sont faites sans probabilité *a priori* pour les paramètres. Appelons « *état* » au sens du théorème général un *couple d'échantillons* (distincts ou non) provenant du *même plan* de sondage, parmi M échantillons *équiprobables*.

Soit $D(ij)$ l'*écart* entre les deux échantillons, défini par

$$D(ij) = \frac{(1 - \exp(-f(ij)))^{-1}}{M^2}$$

où f est une fonction positive avec

$$f(ij) = f(ji), \qquad f(ii) = 0;$$

la probabilité de (ij) est $1/M^2$, sa « *densité* » sera $(1/M^2)$: $D(ij) = q(ij)$; et l'on pose enfin $p(ij) = 1 - q(ij)$. On a $\mathcal{E}(-\log p(ij)) = \mathcal{E}f = (pi)$, $\mathcal{E}$ désignant l'espérance mathématique (avec remise) et (pi) la perte d'information.

Finalement tout se passe comme si, pour les sondages, la densité *a posteriori* de l'écart entre les deux échantillons (i) et (j) était de la forme

$$A \exp(-f(ij)B).$$

Cas particulier. — Estimation du paramètre ζ *par un estimateur* Z *sans biais.* — On voit que $Z(i)-Z(j)$ est indépendant de ζ; on a $(pi)=\mathcal{V}Z$ si l'on prend $f(ij)=[Z(i)-Z(j)]^2/2$; on retrouve l'information de Shannon-Lindley si la probabilité de $Z(i)-Z(j)$ a pour densité $A\exp\{-B[Z(i)-Z(j)]^2/2\}$; c'est le cas, avec n très grand, pour $Z=\overline{X}$ et dans tous les autres cas où Z a une loi limite de Laplace-Gauss.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2464 et 246, 1958, p. 46.

(2) Dugué, *J. Éc. Polyt.*, 1937, p. 305.

(3) *Thèse*, Paris, 1954.

(4) *Ann. Math. Stat.*, décembre 1956; p. 986; *Biometrika*, juin 1957, p. 179.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Stabilité presque complète des valeurs extrêmes d'un échantillon et convergence presque complète du milieu vers une limite certaine.* Note de M. **Jean Geffroy**, présentée par M. Georges Darmois.

Nous montrons dans cette Note comment la convergence presque complète du milieu d'un échantillon est liée à la stabilité presque complète des valeurs extrêmes, et nous étudions cette dernière propriété (1).

1. Une suite aléatoire (X_n) est stable presque complètement s'il existe une suite certaine (a_n) telle que X_n-a_n converge presque complètement (en abrégé : pr. co.) vers zéro.

Théorème 1. — *Pour que la suite* (X_n) *soit stable pr. co., il faut et il suffit que la série* $\Sigma[1-Q_n(l)]$ *soit convergente pour tout* $l>0$, $Q_n(l)$ *étant la fonction de concentration de* X_n.

Théorème 2. — *Pour que* (X_n) *soit stable pr. co., il faut et il suffit que* $X_n-X'_n\to 0$ *pr. co. quand* $n\to\infty$, X'_n *étant une variable aléatoire indépendante de* X_n *et de même loi.*

2. Nous avons indiqué précédemment que le maximum $\Delta(z)$ du module de la différence entre la loi marginale de Y_n^α et la loi de Y_n^α liée par $Z_n^\beta=z$ est inférieur à

$$\left[\left(\frac{n}{n-\alpha-\beta}\right)^{\alpha}-1\right]+\left[\frac{1}{(1-F(z))^{\alpha}}-1\right].$$

On voit alors que $\Delta(Z_n^\beta)\to 0$ pr. co. quand $n\to\infty$, puisque $F(Z_n^\beta)\to 0$ pr. co. Nous traduirons cela en disant que Y_n^α est asymptotiquement strictement indépendant de Z_n^β presque complètement. Cette notion nouvelle s'est imposée dans l'analyse de la convergence pr. co. du milieu d'un échantillon.

I_n étant un intervalle, ou la réunion d'un nombre fini et borné d'intervalles, on a

$$\Pr\{Y_n^\alpha \in I_n\} - \Pr\{Y_n^\alpha \in I_n / Z_n^\beta\} \to 0 \quad \text{pr. co. avec } \frac{1}{n}.$$

Théorème 1. — *Considérons deux variables aléatoires Y_n et Z_n telles que Y_n soit asymptotiquement strictement indépendante de Z_n presque complètement. Pour que $Y_n + Z_n$ soit stable pr. co. il faut et il suffit que Y_n et Z_n le soient.*

On peut dégager de la démonstration de ce théorème le lemme suivant :

Soit une suite de variable aléatoire. Z_n, à chacune desquelles est associé l'événement $A_n = \{Z_n \in J_n\}$, J_n étant un ensemble donné. Considérons alors une autre suite d'événements B_n, tels que $\Pr\{B_n/Z_n\} \to 1$ pr. co. A tout nombre $\varepsilon > 0$. arbitrairement petit, il correspond un nombre N tel que $n > N$ entraîne

$$\Pr\{A_n . B_n\} > (1-\varepsilon)\Pr\{A_n\} - u_n,$$

où u_n est le terme général d'une série convergente.

Corollaires. — *a. Pour que l' « étendue généralisée » $R_n = Y_n^\alpha - Z_n^\beta$ d'un échantillon soit stable pr. co., il faut et il suffit que Y_n^α et Z_n^β le soient.*

b. Pour que le « milieu généralisé » $M_n = (1/2)(Y_n^\alpha + Z_n^\beta)$ converge pr. co. vers un nombre certain l, il faut et il suffit que (Y_n^α) et (Z_n^β) soient stables pr. co. et que

$$\frac{1}{2}[F^{-1}(x) + F^{-1}(1-x)] \to l \quad \text{quand } x \to +0.$$

4. Nous allons donner quelques résultats relatifs à la stabilité pr. co. des plus grandes valeurs Y_n^α d'un échantillon. Les résultats similaires relatifs aux plus petites valeurs s'en déduisent de façon évidente.

Théorème 4. — *La stabilité pr. co. de Y_n^1 équivaut à la condition (C) : $E\{G(x+h)/G^3(x)\}$ existe pour tout $h > 0$.*

[*On pose* $G(x) = 1 - F(x)$].

Corollaires. — *a. Soit Ω la famille des fonctions de répartition telles que, pour tout $h > 0$, l'expression $\log G(x+h)/\log G(x)$ ait une limite (finie ou infinie) quand $x \to +\infty$. La sous-famille Ω_1 vérifiant la condition (C) est caractérisée par*

$$\lim_{x=+\infty} \frac{\log G(x+h)}{\log G(x)} = +\infty.$$

b. La sous-famille Ω_2 formée par les lois de Ω_1 ayant une densité $f(x)$ est caractérisée par

$$\lim_{x=+\infty} \frac{f(x)}{G(x)\log G(x)} = +\infty.$$

Comme exemple de loi de Ω_1, on peut prendre $F(x) = 1 - \exp[-e^{xa(x)}]$, où $a(x)$ est monotone non décroissante pour x assez grand et tend vers $+\infty$ avec x.

Théorème 5. — *Si Y_n^1 est stable pr. co., il en va de même pour Y_n^α quelle que soit*

la constante α. *De plus,* $Y_n^1 - Y_n^2 \to 0$ *pr. co. Les intervalles extrêmes de l'échantillon se resserrent donc indéfiniment pr. co.*

La seule réciproque que nous puissions énoncer actuellement en toute généralité est la suivante :

Si $Y_n^1 - Y_n^2 \to 0$ pr. co., y_n^1 est stable pr. co.

(1) *Cf.* M. J. GEFFROY, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1215, et 1291.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur les solutions d'un problème aux limites de type mixte.* Note de M. **Maurice Roseau**, présentée par M. Henri Villat.

On se propose de donner des formules explicites pour les solutions $\varphi(x, y)$ du problème suivant :

$\Delta\varphi - k^2\varphi = 0$ dans le secteur xOt [la demi-droite Ot définie par $(Ox, Ot) = -\alpha$, $0 < \alpha < \pi/2$, k réel positif];

$\partial\varphi/\partial y - \varphi = 0$ sur Ox, $\sin\alpha\,(\partial\varphi/\partial x) + \cos\alpha\,(\partial\varphi/\partial y) = 0$ sur Ot;

φ bornée à l'infini dans le secteur, régulière partout dans le secteur sauf à l'origine où elle a une singularité.

On suppose d'abord $k = 0$. Nous avons construit antérieurement (1) deux solutions de ce problème $\varphi_1^{(0)}$, $\varphi_2^{(0)}$ la première ayant une singularité logarithmique à l'origine, la seconde y étant régulière, sous la représentation suivante :

$$(1)\qquad \varphi_j^{(0)} = \operatorname{Re} \lambda_j \int_{C_j} e^{\zeta z} \frac{g(\zeta)\, d\zeta}{\zeta + i}, \qquad z = x + iy, \qquad r = |z|$$

$j = 1, 2$, $\lambda_1 = 1$, $\lambda_2 = i$, $g(\zeta)$ est une fonction analytique multiforme, définie sur une surface de Riemann à une infinité de feuillets dont la partie utile, sur laquelle est dessinée le contour C_j, est le feuillet 0 constitué par le plan complexe ζ entaillé suivant la partie négative $O\xi'$ de l'axe réel. A l'aide des mêmes éléments C_j, $g(\zeta)$, tels qu'ils ont été définis dans (1), on peut construire des solutions nouvelles bornées à l'infini dans le secteur en posant :

$$\varphi_j^{(p)} = \operatorname{Re} \lambda_j \int_{C_j} e^{\zeta z} \zeta^{p\frac{\pi}{\alpha}} \frac{g(\zeta)\, d\zeta}{\zeta + i} \qquad (p \text{ entier} > 0),$$

où $\zeta^{p(\pi/\alpha)}$ fonction multiforme est définie dans le demi-plan $\operatorname{Re}\zeta > 0$ du feuillet 0 par la condition d'être réelle sur l'axe réel.

On peut montrer que les $\varphi_j^{(p)}$ et leurs combinaisons linéaires sont les seules solutions bornées à l'infini susceptibles d'être représentées par une formule du type (1). La solution $\varphi_1^{(p)}$ présente à l'origine une singularité d'ordre $r^{p(\pi/\alpha)}$ si $\cos p\pi^2/\alpha \neq 0$, une singularité d'ordre inférieur si $\cos p\pi^2/\alpha = 0$. On a une conclusion analogue pour $\varphi_2^{(p)}$ en remplaçant $\cos p\pi^2/\alpha$ par $\sin p\pi^2/\alpha$. Dans le cas $\alpha = \pi/2n$, n entier, les solutions $\varphi_2^{(p)}$ sont équivalentes à $\varphi_2^{(0)}$; dans le cas α quel-

conque, il existe entre les solutions $\varphi_j^{(p)}$ des relations de la forme

$$\sum_{p=0}^{q}(A_p\varphi_1^{(p)}+B_p\varphi_2^{(p)})=0 \qquad (A_qB_q\neq 0),$$

les coefficients réels A_p et B_p étant définis par

$$\sum_{p=0}^{q}(A_p+iB_p)\,\xi^p=i\,e^{-i\frac{\pi^2}{2\alpha}}\left(e^{-i\frac{\pi^2}{2\alpha}}\xi-1\right)\left[\sum_{s=0}^{q-1}\gamma_s(e^{-i\frac{\pi^2}{\alpha}}\xi)^s\right],$$

où les γ_s sont des nombres réels quelconques.

Désignant par $\varphi_3^{(p)}$ l'une des solutions $\varphi_1^{(p)}$, $\varphi_2^{(p)}$ qui est exactement d'ordre $r^{-p(\pi/\alpha)}$ à l'origine (il en existe toujours au moins une), on obtient la suite infinie de solutions indépendantes $\varphi_1^{(0)}$, $\varphi_2^{(0)}$, $\varphi_3^{(p)}$, p entier $\geqq 1$.

Par application au problème des ondes liquides de gravité sur une plage, on peut montrer que, prescrivant l'onde de surface à l'infini et une singularité à l'origine d'ordre $r^{-q(\pi/\alpha)}$, il existe une infinité de solutions qui dépendent linéairement de q constantes arbitraires.

(1) M. Roseau, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 211.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Étude de la pulvérisation des liquides par congélation et stabilisation des gouttes.* Note (*) de M. **Paul Bezy**, transmise par M. Léopold Escande.

Cette méthode repose sur la congélation des gouttes dans une atmosphère d'azote à très basse température et leur stabilisation en vue de leur mesure.

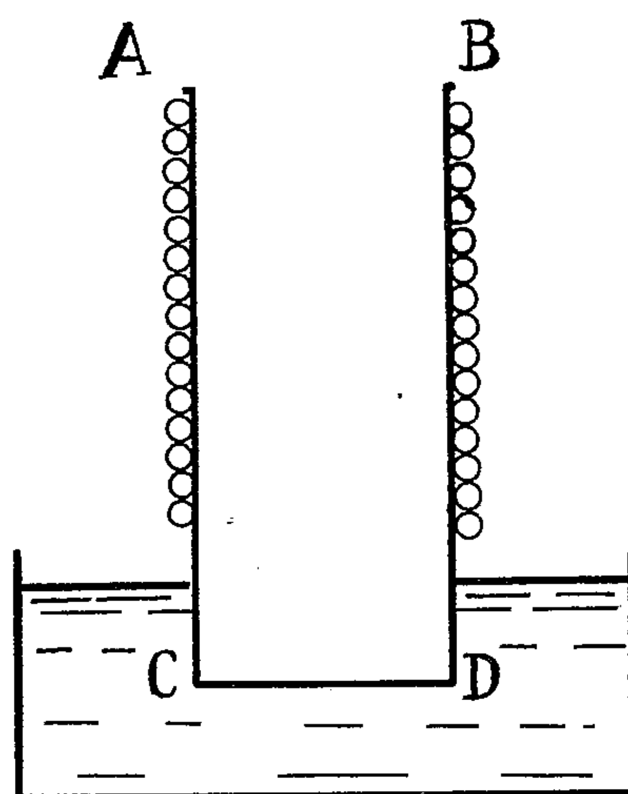
Considérons un cylindre métallique ABCD possédant un seul fond CD, en contact avec de l'azote liquide qui le maintient à très basse température.

Si le reste du cylindre, conformément au schéma, est calorifugé, afin de constituer un volant de froid, il est aisé de concevoir qu'après refroidissement de cet ensemble on puisse avoir un volume cylindrique d'azote gazeux très froid après introduction de ce même gaz à l'intérieur du cylindre.

Ceci fait, introduisons par l'orifice AB des gouttes de liquide ayant des trajectoires telles qu'elles ne heurtent pas les parois. Il y aura congélation sous réserve que la dimension des gouttes et leur temps de passage au travers des vapeurs d'azote, soient appropriés.

Supposons que les gouttes se congèlent et que leur vitesse d'impact sur le fond CD soit telle qu'elles ne se rompent pas. La paroi CD étant très froide peut assurer la conservation en phase congelée pendant un

temps suffisamment long, pour permettre de verser par l'orifice AB de l'azote liquide qui assurera le maintien de la congélation au moins aussi longtemps qu'il y aura de l'azote liquide.



Considérons maintenant un châssis photographique de tirage démuni de son verre et dont le papier sensible serait remplacé par plusieurs épaisseurs de papier buvard, puis versons sur ce buvard le contenu du cylindre ABCD. Le papier s'imprégnera d'azote liquide et les gouttes congelées se déposeront à sa surface.

Du fait que l'azote liquide va s'évaporer, les vapeurs d'azote peuvent maintenir les gouttes en phase congelée pendant un temps suffisant, permettant soit leur mesure au microscope, soit *a fortiori* leur photographie.

En utilisant la méthode précitée, il nous a été possible de mesurer au microscope des gouttes congelées d'essence de térébenthine, dont le diamètre était de 470 μ. Le point de congélation de l'essence de térébenthine se situe aux environs de — 60° C et la congélation a été obtenue après passage des gouttes à travers une couche d'azote gazeux de 1 m d'épaisseur dont la température moyenne était d'environ — 160° C. Nous ajouterons que les gouttes d'essence de térébenthine tombaient en chute libre, animées d'une faible vitesse initiale à leur entrée dans l'azote gazeux froid qui, lui aussi, avait une faible vitesse ascensionnelle.

Des expériences basées sur le même principe ont permis de mesurer des gouttes congelées d'essence de térébenthine d'un diamètre de 20 μ.

Selon toute vraisemblance cette méthode nécessitant un matériel relativement rudimentaire, doit pouvoir rendre en particulier d'appréciables services dans de nombreuses applications :

1° domaine médical : aérosols;

2° domaine du pétrole : pulvérisation des gas-oil par atomiseurs;

3° domaine industriel : pulvérisation des peintures, pulvérisation des insecticides, ensimage des laines.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

AÉRODYNAMIQUE. — *Gradient de pression initial à la pointe d'un profil.* Note de M. **Jean-Pierre Guiraud**, présentée par M. Maurice Roy.

1. Les notations sont les mêmes que celles d'une Note antérieure [1]. Le problème aux limites (5) de cette dernière admet la solution triviale $X_0 = \eta$, $Y_0 = \xi \operatorname{tg}\theta_0$, $D = \operatorname{tg}\beta_0$, $C = \rho_\infty V_\infty \operatorname{tg}\beta_0$, solution qui définit l'écoulement sur un dièdre $y = x \operatorname{tg}\theta_0$, et l'on a la relation $\operatorname{tg}\theta_0 = \omega(\operatorname{tg}\beta_0)$. On cherche une solution voisine de la solution précédente, sous la forme

$$(1)\qquad X = X_0(\eta) + \varepsilon X_1(\eta) + o(\varepsilon^2), \qquad Y = Y_0(\xi, \eta) + \varepsilon Y_1(\xi, \eta) + o(\varepsilon^2),$$

ce qui correspond à l'écoulement sur un profil de la forme

$$(2)\qquad y = \operatorname{tg}\theta_0[x + \varepsilon f(x) + o(\varepsilon^2)], \qquad f(0) = f'(0) = 0.$$

Substituant les développements (1), (2) dans les formules (5), (6) de la Note citée [1], on voit que les fonctions $X_1(\eta)$, $Y_1(\xi, \eta)$ vérifient l'équation aux dérivées partielles et les conditions aux limites suivantes :

$$(3)\qquad \begin{cases} (a) & \left[\dfrac{\cos(\beta_0 - \theta_0)\cos\theta_0}{\cos\beta_0}\dfrac{\partial}{\partial\xi} - \dfrac{\partial}{\partial\eta}\right]^2 Y_1 \\ & \qquad - \dfrac{\sin^2(\beta_0 - \theta_0)\cos^2\theta_0}{\cos^2\beta_0}(M_0^2 - 1)\dfrac{\partial^2 Y_1}{\partial\xi^2} - G\dfrac{d^2 X_1}{d\eta^2} = 0, \\ (b) & Y(0, \eta) = 0, \qquad Y_\xi(0, \eta) + \mu X_\eta = 0; \\ (c) & Y(\xi, 0) = f(\xi), \qquad X(0) = 0, \end{cases}$$

où l'on a $\mu \operatorname{tg}\theta_0 = \operatorname{tg}\beta_0\,\omega'(\operatorname{tg}\beta_0)$ et,

$$(4)\qquad G = 1 + \frac{\sin^2(\beta_0 - \theta_0)}{\cos^2\beta_0 \sin\theta_0}\,\frac{\rho_0}{\rho_\infty V_\infty V_0}\,T_0 H(\operatorname{tg}\beta_0)\left\{1 + \frac{\left(\dfrac{\partial\rho}{\partial S}\right)_0}{\rho_0 T_0}\,\frac{V_0^2}{M_0^2 - 1}\right\}.$$

Dans ces formules, l'indice zéro indique qu'il s'agit de valeurs en aval d'une onde de choc inclinée de l'angle β_0.

2. La solution du problème aux limites (3) sera donnée un peu plus loin. On commence par modifier les expressions de G et μ en faisant usage des lois de l'onde de choc. Soit $\partial/\partial\beta$ le symbole de différentiation par rapport à β dans ces lois, lorsque les conditions en amont sont maintenues invariables (dans ce paragraphe et le suivant on convient de supprimer l'indice zéro). Désignant

par c la célérité du son, on a successivement

$$\mathrm{TH}(\mathrm{tg}\beta) = \mathrm{T}\frac{\partial \mathrm{S}}{\partial(\mathrm{tg}\beta)}, \qquad \mathrm{T}\frac{\partial \mathrm{S}}{\partial\beta} = \frac{\partial h}{\partial\beta} - \frac{\partial p}{\rho\,\partial\beta}, \qquad \frac{\partial\rho}{\partial\beta} = \frac{d\rho}{\partial \mathrm{S}}\frac{\partial \mathrm{S}}{\partial\beta} + \frac{\rho}{c^2}\frac{\partial h}{\partial\beta}.$$

Si $k = \rho/\rho_\infty$ désigne le rapport des masses spécifiques à la traversée du choc, on obtient, le gaz étant considéré comme parfait en amont :

$$(5) \qquad \frac{p}{p_\infty} = 1 + \gamma \mathrm{M}_\infty^2 \sin^2\beta\left(1 - \frac{1}{k}\right), \qquad \frac{h}{h_\infty} = 1 + \left\{\frac{(\gamma-1)}{2}\right\}\mathrm{M}_\infty^2 \sin^2\beta\left(1 - \frac{1}{k^2}\right).$$

Il est ainsi possible d'exprimer $\partial p/\partial\beta$, $\partial h/\partial\beta$, $\partial \mathrm{S}/\partial\beta$ à l'aide de $\partial k/\partial\beta$. Dans ces conditions, il vient

$$(6) \qquad \begin{aligned} \mathrm{G} = {} & 1 - (k-1)(k-1+2\mathrm{M}^2)\sin^3(\beta-\theta)\cos\beta(\sin\theta)^{-1} \\ & + [1 - \mathrm{M}^2\sin^2(\beta-\theta)]\sin\beta\sin(\beta-\theta)(k\sin\theta)^{-1}\left(\frac{\partial k}{\partial\beta}\right). \end{aligned}$$

Introduisant un index adiabatique fictif γ_*, en aval de l'onde de choc, par $c^2 = \gamma_* p/\rho$, on obtient

$$(7) \qquad \gamma_*[\gamma(k-1) + k\chi]\mathrm{M}^2\sin^2(\beta-\theta) = \gamma, \qquad \chi \mathrm{M}_\infty^2 \sin^2(\beta-\theta) = 1.$$

Définissant $\overline{\omega}$ par $dp = c^2\,d\rho + \overline{\omega}\,\rho\,\mathrm{T}\,d\mathrm{S}$, on trouve :

$$(8) \qquad k^{-1}\,\mathrm{tg}\beta\left(\frac{\partial k}{\partial\beta}\right) = \gamma(k-1)(2 + \overline{\omega} - \overline{\omega}k)[\gamma\gamma_* k - \gamma(\gamma_* + 1) + \gamma_* k\chi]^{-1}.$$

Une expression de μ est enfin obtenue :

$$(9) \qquad \mu = (k - \mathrm{tg}^2\beta)(k + \mathrm{tg}^2\beta)^{-1} + [(k-1)(k + \mathrm{tg}^2\beta)]^{-1}\,\mathrm{tg}\beta\left(\frac{\partial k}{\partial\beta}\right).$$

3. Une simplification intervient lorsque le gaz est supposé parfait derrière l'onde de choc. Alors,

$$(10) \qquad \begin{cases} k = (\gamma+1)(\gamma - 1 + 2\chi)^{-1}, \qquad \mathrm{tg}\beta\left(\dfrac{\partial k}{\partial\beta}\right) = 4(\gamma+1)\chi(\gamma - 1 + 2\chi)^{-2}, \\ \mathrm{G} = [2 + (\gamma-1)\chi][2\gamma - (\gamma-1)\chi]^{-1} - 2(1-\chi)[\gamma - 1 + 2\chi]^{-1}\sin^2(\beta-\theta). \end{cases}$$

4. Le problème aux limites est (³) formellement analogue à celui qui a été considéré dans une publication antérieure (²) et qui avait déjà été rencontré par P. Germain (³) et R. Gundersen (³), (⁴). Il suffira ici d'indiquer que la solution est définie par la formule

$$(11) \qquad \mathrm{Y}_1(\xi, \eta) = m\,\mathrm{X}_1\left(\frac{\xi}{a} + \eta\right) + n\,\mathrm{X}_1\left(\frac{\xi}{b} + \eta\right) + \mathrm{G}\,\mathrm{X}_1(\eta),$$

où la fonction $\mathrm{X}_1(z)$ est solution de l'équation

$$(12) \qquad m\,\mathrm{X}_1\left(\frac{z}{a}\right) + n\,\mathrm{X}_1\left(\frac{z}{b}\right) = f(z).$$

Les constantes a, b, m, n sont définies comme suit

$$(13)\quad \begin{cases} a = \sin(\alpha_0+\beta_0-\theta_0)\,[\sin\alpha_0\cos\beta_0]^{-1}\cos\theta_0, \\ b = \sin(\alpha_0-\beta_0+\theta_0)\,[\sin\alpha_0\cos\beta_0]^{-1}\cos\theta_0, \\ m = a(b\mu-\mathrm{G})(a-b)^{-1}, \qquad n = b(\mathrm{G}-a\mu)(a-b)^{-1}, \qquad \mathrm{M}_0\sin\alpha_0 = 1. \end{cases}$$

L'équation (12) a une solution et une seule si $|mb|na| < 1$. Lorsque $f(z) = \sum_{p=2}^{\mathrm{N}} f_p z^p$, alors,

$$\mathrm{X}_1(z) = \sum_{p=2}^{\mathrm{N}} f_p\left(\frac{m}{a^p}+\frac{n}{b^p}\right)^{-1} z^p.$$

5. La définition de l'écoulement à partir des fonctions $\mathrm{X}_1(\eta)$ et $\mathrm{Y}_1(\xi,\eta)$ ne présente pas de difficulté ; on l'obtient en utilisant les principes exposés dans ([1]). En particulier, $p = p_0 + \varepsilon p_1 + o(\varepsilon^2)$ et l'on trouve

$$(14)\quad \begin{aligned} p_1 = {} & \rho_\infty \mathrm{V}_\infty^2 \sin^2\beta_0 \sin\theta_0 [k(\mathrm{M}_0^2-1)\sin^2(\beta_0-\theta_0)]^{-1} \\ & \times \{\mathrm{Y}_{1\xi}\sin\theta_0 + \cos\beta_0[\sin(\beta_0-\theta_0)]^{-1}(\mathrm{Y}_{1\xi}-\mathrm{Y}_{1\eta}+\mathrm{G}\mathrm{X}_{1\eta})\}. \end{aligned}$$

La pression sur le profil est obtenue en faisant $\eta = 0$ dans la formule précédente. Le gradient de pression initial à la pointe du profil $y = x\,\mathrm{F}'(0) + (x^2/2)\,\mathrm{F}''(0) + \ldots$ donne lieu à la formule suivante, où $\mathrm{C}_p = (p - p_\infty)|(1/2)\rho_\infty \mathrm{V}_\infty^2$, s désigne l'arc du profil compté à partir de la pointe et où $\mathrm{tg}\,\theta = \mathrm{F}'(0) = \omega(\mathrm{tg}\,\beta)$:

$$(15)\quad \left.\frac{\partial \mathrm{C}_p}{\partial s}\right|_{s=0} = \frac{2}{k}\,\frac{\sin^2\beta\cos^3\theta}{(\mathrm{M}^2-1)\sin^2(\beta-\theta)\sin\theta} \times \left\{\sin\theta + \frac{\cos\beta}{\sin(\beta-\theta)}\left(1-\frac{\dfrac{m}{a}+\dfrac{n}{b}}{\dfrac{m}{a^2}+\dfrac{n}{b^2}}\right)\right\}\mathrm{F}'(0)\,\mathrm{F}''(0).$$

6. Lorsque le gaz est parfait et que l'on effectue le passage à la limite conduisant à la théorie hypersonique des petites perturbations, les formules actuelles se réduisent aux formules de ([2]).

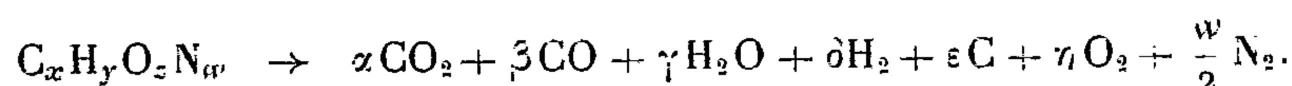
7. Le rapport mb/na dont il a été question à la fin du paragraphe 4 s'identifie avec le paramètre utilisé par Eggers et Syvertson ([5]) dans leur étude de la méthode de choc-détente. Ce rapport apparaît comme un coefficient de réflexion sur l'onde de choc utilisé dans la résolution du problème de Cauchy (3a, b). Lorsque le gaz est parfait et que l'on fait $\mathrm{M}_\infty = \infty$ dans les formules précédentes, on trouve 0,14 pour la valeur limite de mb/na, ce qui est aussi la valeur limite du paramètre de Eggers et Syvertson dans les mêmes conditions.

([1]) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2474.
([2]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2281.
([3]) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 925.
([4]) *Thèse*, 1956, Brown University, Departement of applied Mathematics.
([5]) *N. A. C. A.*, *T. N.*, 2646-2811.

BALISTIQUE INTÉRIEURE. — *De l'influence de la densité de chargement sur les caractéristiques de détonation des explosifs solides sous-oxygénés et sous-carbonés.* Note (*) de M. **Jacques Favier**, présentée par M. Gustave Ribaud.

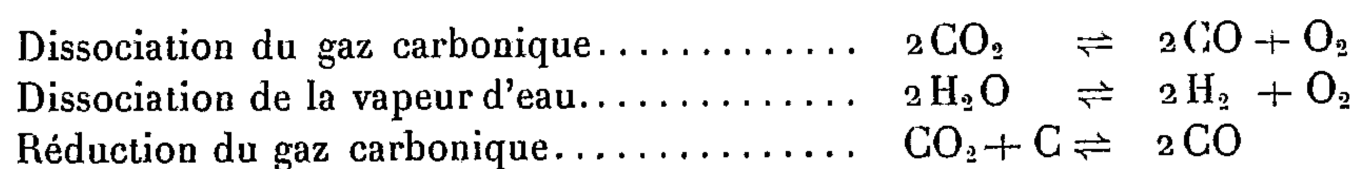
Les explosifs sous-oxygénés et sous-carbonés se comportent, suivant leur densité de chargement, comme des explosifs soit suroxygénés, soit surcarbonés. A la frontière, les variations de la vitesse de détonation en fonction de la densité de chargement présentent une discontinuité de pente.

L'équation de décomposition d'un explosif $C_xH_yO_zN_w$ peut être réduite à l'expression



$$C_xH_yO_zN_w \rightarrow \alpha CO_2 + \beta CO + \gamma H_2O + \delta H_2 + \varepsilon C + \eta O_2 + \frac{w}{2} N_2.$$

Ceci suppose la seule intervention, si intervention il y a, des équilibres suivants :



Dissociation du gaz carbonique	$2CO_2$	$\rightleftharpoons 2CO + O_2$
Dissociation de la vapeur d'eau	$2H_2O$	$\rightleftharpoons 2H_2 + O_2$
Réduction du gaz carbonique	$CO_2 + C$	$\rightleftharpoons 2CO$

dont les constantes d'équilibre sont respectivement :

$$K_0 = \frac{p}{n}\eta\left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2,$$

$$K_1 = \frac{p}{n}\eta\left(\frac{\delta}{\gamma}\right)^2,$$

$$K_2 = \frac{p}{n}\frac{\beta^2}{\alpha};$$

p, pression de détonation; n, nombre total des molécules gazeuses.

Les autres équilibres peuvent en effet être négligés compte tenu des valeurs prises par leurs constantes d'équilibre dans les conditions de détonation.

Problème. — Soit une réaction d'équilibre, $[1] \rightleftharpoons [2]$, de constante d'équilibre $K = [P_2]/[P_1]$.

Tant que tous les constituants participant à la réaction interviennent dans l'expression $[P_2]/[P_1]$ (absence de phase solide), la disparition quasi complète de l'un ou l'autre de ces constituants conduit à des variations du rapport $[P_2]/[P_1]$ telles que l'équilibre peut toujours être satisfait, quelles que soient la température et la pression. Ainsi, les équilibres relatifs aux dissociations du gaz carbonique et de la vapeur d'eau interviendront toujours dans l'étude de la composition des produits de détonation.

Au contraire, dans le cas où l'existence d'un constituant n'est pas traduite dans le rapport $[P_2]/[P_1]$ (présence d'une phase solide réactive), la disparition totale de ce constituant peut se produire avant que le rapport $[P_2]/[P_1]$ ait atteint

la valeur K, c'est-à-dire avant que l'équilibre soit satisfait. Ainsi, l'équilibre relatif à la réduction du gaz carbonique pose un problème d'intervention ou non, caractérisé par les conditions :

$$\varepsilon > 0, \qquad K_2 = \frac{p}{n}\frac{\beta^2}{\alpha} \quad \text{d'une part;}$$

$$\varepsilon = 0, \qquad K_2 > \frac{p}{n}\frac{\beta^2}{\alpha} \quad \text{d'autre part.}$$

Résultats théoriques. — L'étude mathématique du problème conduit aux résultats suivants :

$z < x$: l'équilibre correspondant à la réduction du gaz carbonique est toujours satisfait. L'explosif est du type surcarboné;

$2x[1 + (K_0/K_2)] + (y/2) < z$: l'équilibre correspondant à la réduction du gaz carbonique ne peut intervenir. L'explosif est du type suroxygéné;

$x < z < 2x[1 + (K_0/K_2)] + y/2$: suivant la pression et la température de détonation, et par conséquent suivant la densité de chargement Δ, un explosif

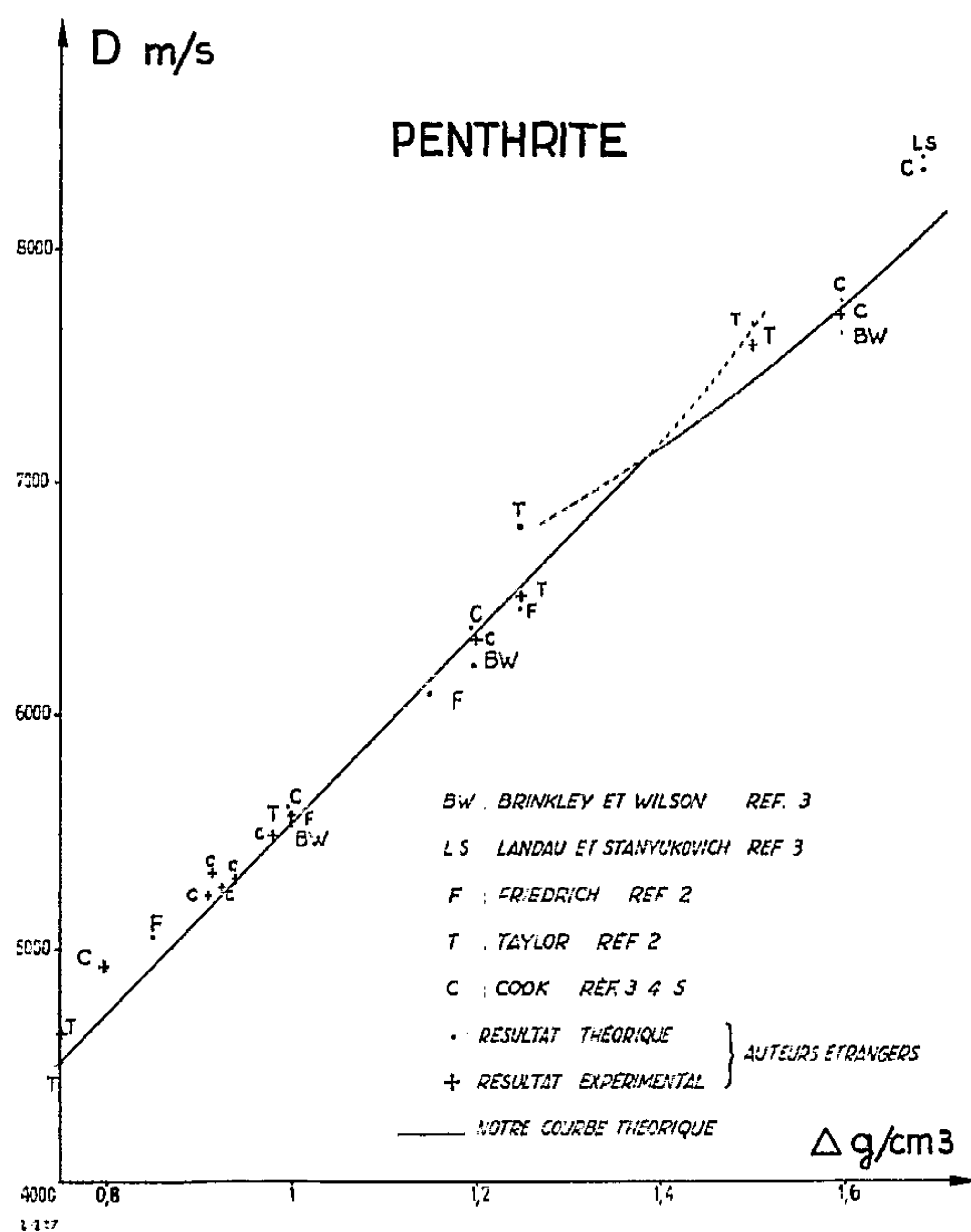


Fig. 1.

de ce type se comporte soit comme un surcarboné, soit comme un suroxygéné. A la frontière, il apparaît une discontinuité de pente dans les variations de la vitesse de détonation D en fonction de la densité Δ. La penthrite, $C_5H_8N_4O_{12}$,

est un explosif de ce type : les résultats de nos calculs sont traduits par la courbe tracée sur la figure 1 ; certains résultats théoriques et expérimentaux dus à différents auteurs y sont également portés (2), (3), (4), (5).

Vérification expérimentale. — Nous avons cherché à observer expérimentalement cette discontinuité de pente. Pour des raisons de sécurité de fabrication, les mesures ont été effectuées avec de la penthrite à laquelle a été additionnée 2 % de paraffine : de ce fait, la discontinuité se trouve obtenue pour une densité de chargement moindre. Les résultats des mesures, effectuées sur des

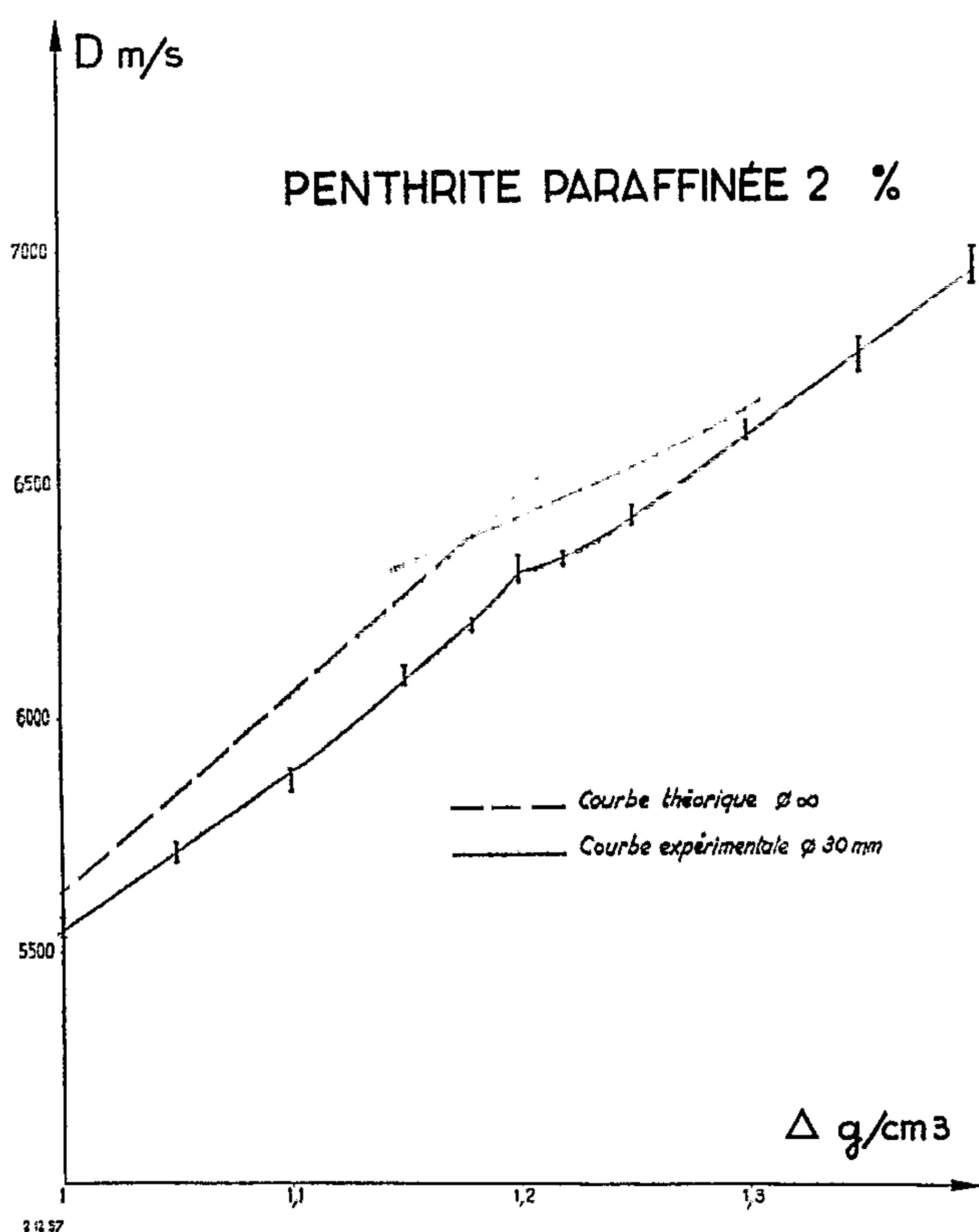


Fig. 2.

cartouches de 30 mm de diamètre, sont portés sur la figure 2 : la méthode de la moyenne pondérée par les coefficients du binome (1) conduit à la courbe en trait plein ; en outre, est tracée en traits pointillés, la courbe théorique correspondant à l'onde idéale (diamètre infini).

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) P. Vernotte, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1521.

(2) J. Taylor, *Detonation in condensed explosives*, Oxford, 1952.

(3) M. A. Cook, *J. Chem. Phys.*, 15, 1947, p. 518.

(4) M. A. Cook, *Institute for the study of rate processes*, University of Utah, Technical Report, n° 28, 31 octobre 1953.

(5) M. A. Cook, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 32.

ASTRONOMIE. — *Sur la variation progressive de la rotation de la Terre.* Note de Mme **Anna Stoyko** et M. **Nicolas Stoyko**, présentée par M. André Danjon.

Dans une Note précédente (1) nous avons indiqué comment nous avions pu déterminer la variation saisonnière de la rotation de la Terre en utilisant l'étalon atomique de fréquence à césium de M. L. Essen qui fonctionne au National Physical Laboratory à Teddington. Cet étalon atomique est comparé depuis juin 1955 avec les signaux horaires continus de Rugby (M. S. F.). On peut donc le comparer également avec les résultats des services horaires et avec l'heure définitive du Bureau International de l'Heure.

En éliminant les variations saisonnières de la rotation de la Terre, nous avons trouvé, après polissage, les résultats donnés dans le tableau pour le milieu de chaque mois.

	1955.	1956.	1957.		1956.	1957.
Juillet.......	$+0^s,00013$	+35	+78	Janvier......	$+0^s,00017$	+61
Août.........	+ 12	+38	+81	Février.....	+ 23	+69
Septembre...	+ 09	+42	+91	Mars.......	+ 24	+70
Octobre......	+ 10	+51	–	Avril.......	+ 23	+71
Novembre...	+ 13	+57	–	Mai.........	+ 25	+80
Décembre...	+ 14	+57	–	Juin........	+ 29	+82

Ces résultats représentent l'augmentation de la durée du jour par rapport à sa valeur au mois de juin 1955 en supposant la fréquence de l'étalon à césium invariable.

La résolution des données du tableau par la méthode des moindres carrés nous donne l'augmentation mensuelle de la durée du jour égale à $(31,93 \pm 0,61)\, t_m$ μs, où t_m est compté en mois à partir du milieu du mois de juin 1955. On peut dire que pour la période étudiée la durée du jour a augmenté de 1 μs par jour. Ainsi, au début du mois de février 1958 la durée du jour sera plus grande de $0^s,001$ en l'exprimant en secondes de temps universel uniforme provisoire (TU 2) correspondant au milieu de l'année 1955.

M. L. Essen a donné (2) pour la fréquence de l'étalon à césium 9 192 631 830 ± 10 Hz en TU 2. La discussion des résultats des comparaisons nous a montré que la valeur adoptée par M. L. Essen est bonne pour le milieu de juin 1955 avec une erreur quadratique ± 4 Hz. Par conséquent, on peut écrire que la fréquence de l'étalon à césium en fonction de la seconde de TU 2 est égale à

$$9\,192\,631\,830 + 3,4\, t_m \text{ Hz.}$$

Dans la figure I nous donnons la variation progressive de la rotation

de la Terre par rapport au milieu de juin 1955. A gauche de la figure nous indiquons l'accroissement de la durée du jour en $0^s,001$ comme unité et à la partie droite la fréquence de l'étalon à césium en fonction de la seconde moyenne TU 2.

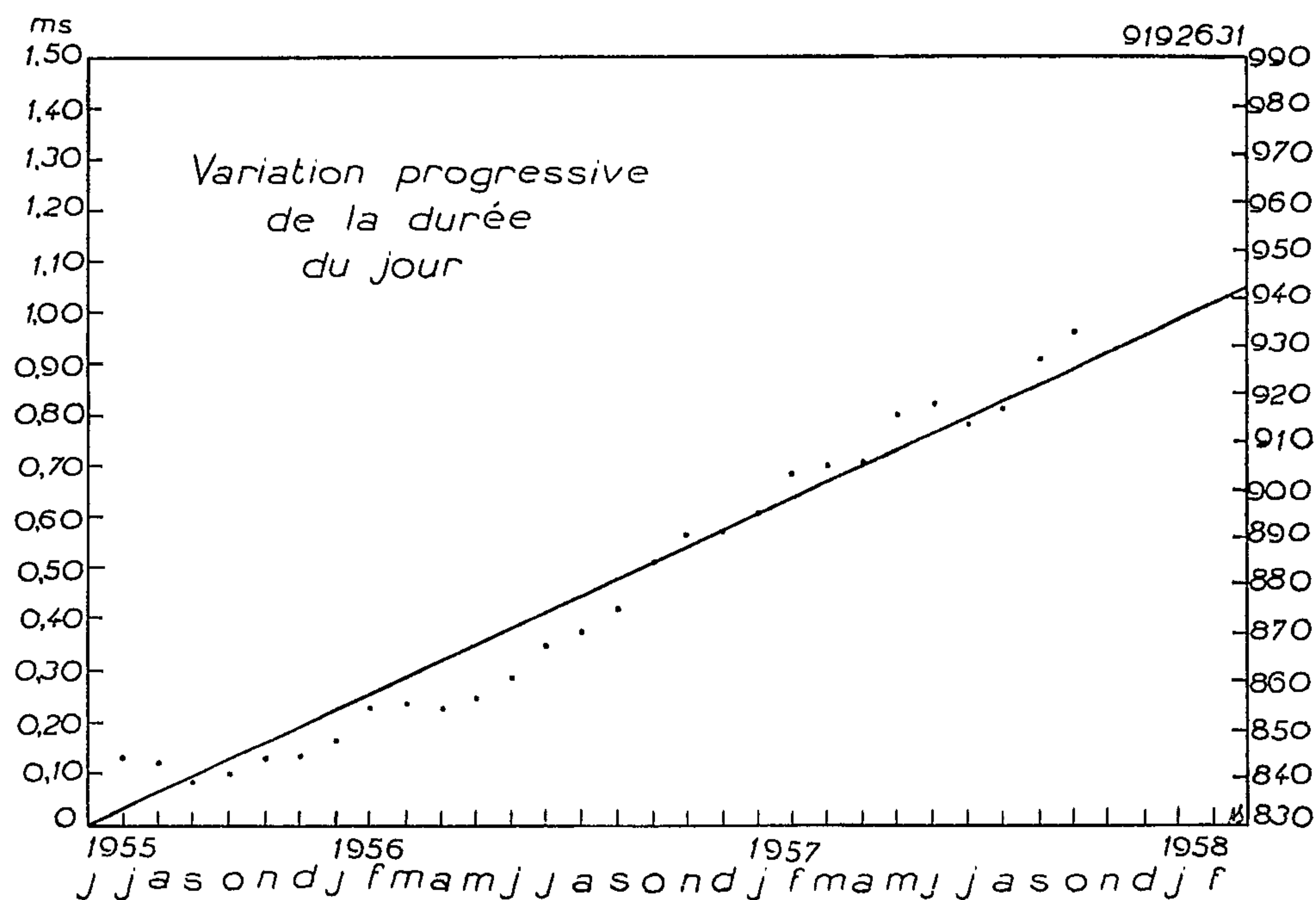


Fig. 1.

Au Japon on a fait la comparaison de l'étalon moléculaire à ammoniac utilisant l'effet Stark-Zeeman avec le TU 2. D'après les données de 1956,19 à 1957,12 communiquées par M. Miyadi de l'Observatoire de Tokyo, nous avons trouvé l'augmentation mensuelle de la durée du jour égale à 36,76 μs. On voit que les résultats de l'étalon à ammoniac confirment les résultats de l'étalon à césium.

En partant des valeurs du tableau, nous pouvons déterminer l'écart du TU 2 par rapport à la seconde du milieu de l'année 1955. Dans la figure II nous donnons les valeurs ΔT pour le début de chaque mois. On peut représenter ces résultats par une formule quadratique :

$$\Delta T = (0{,}4844 \pm 31)\, t_m^2 \,\text{ms},$$

où t_m est compté en mois à partir du 1er juillet 1955. L'écart moyen entre la courbe observée et la courbe calculée est égal à $0^s,004$.

Pour placer cette courbe par rapport au Temps des Éphémérides, il faut avoir les résultats des observations lunaires par la méthode de Wm. Markowitz. L'erreur de comparaison des observations lunaires

avec TU 2 est beaucoup plus grande que celle de l'étalon atomique avec TU 2. Par conséquent, la confrontation des deux méthodes permettra de déterminer le Temps des Éphémérides avec une précision beaucoup

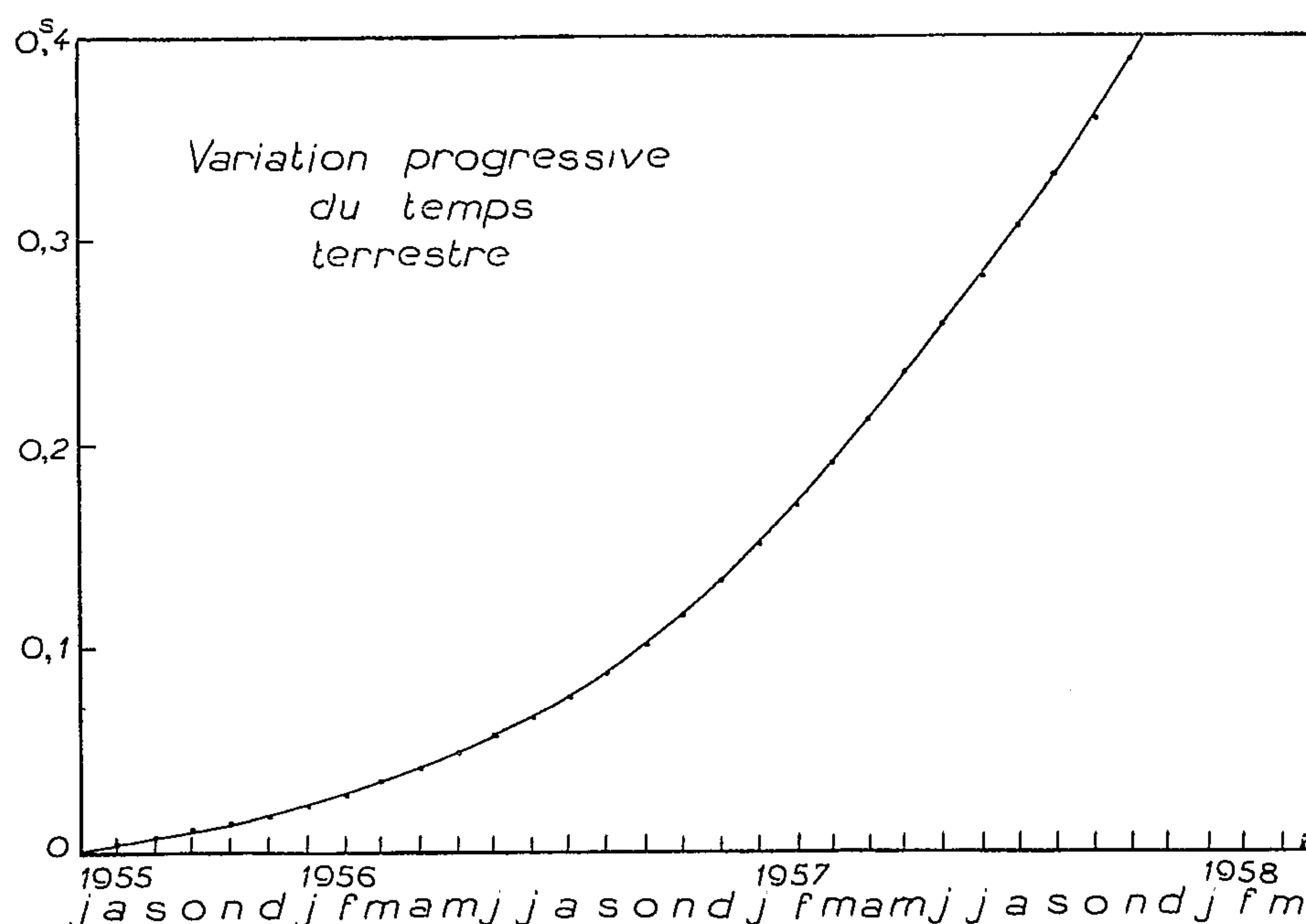


Fig. 2.

plus grande que celle qu'on obtient par la comparaison directe de TU 2 avec les observations lunaires.

(1) N. Stoyko, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 43.
(2) L. Essen et J. Parry, *Nature*, 176, 1955, p. 280.

RELATIVITÉ. — *L'effet gravitationnel de spin.* Note (*) de M. **Olivier Costa de Bauregard**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. *Erratum.* Bien qu'elle conduise à un résultat exact, la partie soi-disant constructive de notre précédente Note (1) contient des erreurs. En particulier, nous avons incorrectement énoncé le théorème des géodésiques de D. W. Sciama (2).

2. Remettant à plus tard la déduction, nous allons exposer le raisonnement inductif qui nous a convaincu de l'existence de l'effet gravitationnel de spin.

Considérons l'expérience gyromagnétique : un morceau de fer, libre de tourner autour d'un axe central d'inertie, est aimanté parallèlement à cet axe; il se met à tourner de manière que son moment cinétique orbital soit

juste opposé au moment cinétique propre résultant de l'orientation des spins des électrons.

Qu'arriverait-il si l'on empêchait le noyau de fer aimanté de tourner, non pas en le liant à une très grosse masse, mais en lui donnant par exemple la forme d'un aimant fermé torique? Soit C le cercle déférent du tore, qui est aussi celui du bobinage inducteur. Si nous plaçons d'abord à l'intérieur du bobinage des disques de fer centrés sur C et normaux à C, ceux-ci se mettront à tourner comme précédemment sous l'influence du champ inducteur. Mais, si maintenant le noyau de fer est en forme de tore continu, la précédente rotation se trouve empêchée. Où donc apparaîtra le moment cinétique orbital que nous empêchons d'apparaître au sein du noyau de fer ?

L'effet gyromagnétique est manifestement une forme particulière des lois de l'inertie. Selon Mach, l'inertie est due à l'interaction gravitationnelle du corps d'épreuve avec le restant de l'univers. Donc, d'après le principe de l'action et de la réaction, le fait de « bloquer » la rotation de l'aimant va entraîner un courant de matière (extrêmement lent) dans l'univers. Qualitativement, les lignes de courant d'un nuage de particules d'épreuve ressembleront aux lignes de champ magnétique d'un courant électrique circulaire.

Comme il s'agit d'un phénomène gravitationnel, sa loi doit être indépendante des masses d'épreuve. C'est dire qu'un noyau de fer passant d'un état non aimanté à un état aimanté devra, *si l'on bloque sa rotation par l'artifice précédent* induire un *champ de vitesses* $\mathbf{W} \equiv c\boldsymbol{\beta}_w$.

Il est très naturel de postuler pour ce champ $\boldsymbol{\beta}_w$ une loi de propagation dalembertienne. Le moyen le plus simple de le lier à la source douée de densité de spin $\boldsymbol{\sigma}$ en tenant compte de ce qui précède est de poser

$$(1) \qquad c\Box\boldsymbol{\beta}_w = -\alpha\chi\,\mathbf{rot}\,\boldsymbol{\sigma},$$

où $\chi = 1,86.10^{-27}$ C. G. S. est la constante de gravitation, et α un facteur numérique positif que la théorie phénoménologique ne peut préciser. L'intégrale des potentiels retardés s'écrit

$$(2) \qquad \boldsymbol{\beta}_w = \frac{\alpha\chi}{4\pi c}\iiint \frac{\mathbf{rot}\,\boldsymbol{\sigma}}{r}\,dv = \frac{\alpha\chi}{4\pi c}\left\{\iiint \frac{\mathbf{u}\wedge\boldsymbol{\sigma}}{r^2}\,dv - \iint \frac{\boldsymbol{\sigma}\wedge\mathbf{ds}}{r}\right\};$$

$r\mathbf{u}$ désigne le vecteur joignant le point courant de la source à un point d'épreuve extérieur, $\mathbf{ds}$ l'élément d'aire « sortant » et dv l'élément de volume de la source.

A l'addition géométrique de deux volumes actifs de la source correspond celle des $\boldsymbol{\beta}$ homologues. Pour que notre théorie soit cohérente, il faut que le moment cinétique total induit dans l'univers *supposé de volume fini* par un élément de la source, soit juste opposé au moment cinétique propre $\mathbf{d\Sigma} \equiv \boldsymbol{\sigma}\,dv$ de cet élément, soit, avec $\boldsymbol{\beta}' \equiv \boldsymbol{\beta}(x')$, etc,

$$(3) \qquad -\mathbf{d\Sigma} = c\iiint r'\mathbf{u}\wedge\boldsymbol{\beta}'\rho'\,dv'.$$

Compte tenu de (2), il viendra deux doubles produits extérieurs, soit en tout 4 termes; un seul de ceux-ci est intégralement non nul loin des grosses masses : il vient, après division des deux membres par-$\mathbf{d\Sigma}$, et *l'intégrale étant étendue à l'univers entier*,

$$\frac{\chi}{4\pi}\iiint\frac{\rho\,dv}{r}=1. \tag{4}$$

C'est à cette même valeur du *potentiel de gravitation universel* qu'arrivent D. W. Sciama ([3]) et D. Park ([4]) dans leurs théories de l'origine de l'inertie.

Je dis maintenant qu'en passant de l'état non aimanté à l'état aimanté, le système noyau + bobinage acquiert une impulsion

$$\mathbf{I}=-\iiint\mathbf{rot}\,\boldsymbol{\sigma}\,dv=\iint\boldsymbol{\sigma}\wedge\mathbf{ds}. \tag{5}$$

En effet, l'impulsion communiquée à la matière de l'univers par l'élément de source dv est

$$-\mathbf{dI}=c\iiint\beta'\rho'\,dv', \tag{6}$$

ou encore, compte tenu de (2_1) et de (4),

$$\mathbf{dI}=-\mathbf{rot}\,\boldsymbol{\sigma}\,dv, \qquad \text{Q. E. D.} \tag{7}$$

3. *Recherche de l'effet gravitationnel de spin au laboratoire.* — La vérification de la formule (2) pour la vitesse induite est hors de question, en raison de l'extrême petitesse de la constante χ. Par contre, l'effet de recul du système noyau + bobinage lorsqu'on passe d'un état non aimanté à un état aimanté, bien que très petit, serait peut-être observable.

Le rapport de la densité de spin $\boldsymbol{\sigma}$ à la densité de polarisation magnétique $\mathbf{M}$ est, m désignant la masse et e la charge de l'électron,

$$\frac{|\boldsymbol{\sigma}|}{|\mathbf{M}|}=\frac{cm}{e}=5,7.10^{-8}\ \text{u. é. m. C. G. S.} \tag{8}$$

En admettant, à saturation, $M=1,7.10^3$ u. é. m. C. G. S., d'où $\sigma=9.10^{-5}$ C. G. S., et un rayon « intérieur » du tore de 1 mm, cela donne une impulsion (parallèle à l'axe du tore) de l'ordre de $1,8.10^{-5}$ C. G. S. Compte tenu de la masse du noyau de fer et du bobinage, la vitesse correspondante est extrêmement petite, mais peut-être observable au microscope (de l'ordre de 10^{-6} cm/s).

4. *Forme covariante Minkowskienne des précédentes formules.* — Nous ([5]) avons établi, en 1940-1942, les relations (retrouvées ensuite par plusieurs auteurs)

$$m^{ij}=-\frac{ic}{2}\varepsilon^{ijkl}[\partial_k\sigma_l-\partial_l\sigma_k]=\mathrm{T}^{ij}-\mathrm{T}^{ji}, \tag{9}$$

$i, j, k, l = 1, 2, 3, 4$; m^{ij} représente, par ses trois $m^{uv}(u, v, w = 1, 2, 3)$, la densité de moment pondéromoteur propre classique, et par ses trois m^{u4} la densité « d'impulsion transversale » apparaissant dans la formule (5); T^{ij} est le tenseur inertial, asymétrique en présence de spin.

Introduisons le tenseur de champ antisymétrique défini par

$$c^2 \Box G^{ij} = -\chi[T^{ij} - T^{ji}] = \frac{ic}{2}\chi\varepsilon^{ijkl}[\partial_k \sigma_l - \partial_l \sigma_k]; \tag{10}$$

la « vitesse induite par le champ de spin » W^i sera reliée à la « vitesse naturelle » V^i des particules d'épreuve (« vitesse à l'infini amont » des aérodynamiciens) par la formule

$$W^i = \alpha G^{ij} V_j, \tag{11}$$

en accord avec la formule (14) de notre précédente Note.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2199.

(2) *On a non symmetric theory of the pure gravitational field* (sous presse).

(3) *Monthly Notices Roy. Astr. Soc.*, 115, 1955, p. 3-14.

(4) *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 16.

(5) *Comptes rendus*, 211, 1940, p. 228 et 499; 214, 1942, p. 904. *J. Math. pures et appl.*, 21, 1942, p. 267-275 et 22, 1943, p. 118-136.

RELATIVITÉ. — *L'espace fibré des corepères affines et son rôle fondamental en théorie unitaire d'Einstein-Schrödinger.* Note (*) de Mme **Françoise Maurer-Tison**, transmise par M. Joseph Pérès.

Étude d'une connexion infinitésimale sur l'espace fibrés des corepères affines d'une variété V_n. Une telle connexion, dite coaffine, est définie par l'ensemble d'une connexion linéaire et d'un tenseur deux fois covariant. Application à la théorie du champ unifié où l'un des systèmes d'équations de champ ne fait que traduire une propriété des géodésiques de la connexion coaffine fondamentale.

La théorie unitaire du champ part de deux êtres géométriques indépendants définis sur une variété différentiable V_4 : le champ de tenseurs $g_{\alpha\beta}$ réguliers et la connexion linéaire ω, de coefficients $L^{\alpha}_{\beta\gamma}$. A la suite d'une étude de Mme Cattaneo-Gasparini sur les connexions affines associées à une connexion linéaire donnée et à un tenseur régulier de type (1.1), il était naturel de chercher si connexion ω et tenseur g ne détermineraient pas un élément géométrique unique, à savoir une connexion infinitésimale sur un espace fibré principal convenable.

1. Soit T_x l'espace tangent au point x d'une variété V_n; son dual, T^*_x, est un espace vectoriel qui admet une structure naturelle d'espace affine; un repère Σ de cet espace, ou corepère affine d'origine φ sera constitué par l'ensemble de la

forme φ, élément de T_x^*, et d'une base Θ de T_x^*; nous noterons Σ comme une matrice à une ligne et à $n+1$ colonnes : $\Sigma=(\varphi, \Theta)$.

On passe du corepère affine Σ en x à un autre corepère affine $\Sigma'=(\varphi, \Theta')$ en x par multiplication à gauche par la matrice B : $E'=B\Sigma$, avec $B=\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \psi & A \end{pmatrix}$, où A est la matrice de passage de Θ à Θ' et ψ la colonne des composantes de $\varphi'-\varphi$ par rapport à Θ. L'ensemble des matrices B constitue un groupe de Lie Γ (isomorphe au groupe affine) qui opère différentiablement à gauche sur la variété différentiable $\mathcal{E}^*(V_n)$ des corepères Σ relatifs aux différents points x de V_n : $\mathcal{E}^*(V_n)$ est un espace fibré principal de base V_n et de groupe structural Γ, l'espace fibré des corepères affines.

Définition. — Nous appellerons connexion coaffine sur V_n une connexion infinitésimale sur $\mathcal{E}^*(V_n)$.

Dans chaque voisinage U, muni de corepères affines, d'un recouvrement de V_n, donnons-nous une telle connexion par une 1-forme différentielle π_U, à valeurs dans l'algèbre de Lie de Γ, représentée par la matrice $(n+1)\times(n+1)$:

$$(1.1) \qquad \pi_U=\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ p_U & \varpi_U \end{pmatrix}$$

pour $x\in U\cap V$, π_U et π_V doivent satisfaire à la relation

$$(1.2) \quad \pi_V=B_U^V\pi_U \overset{-1}{B}{}_U^V+dB_U^V B_U^V \qquad \text{pour} \quad \Sigma_V=B_U^V\Sigma^U \qquad \text{et} \qquad B_U^V=\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \psi_U^V & A_U^V \end{pmatrix}.$$

2. A toute connexion linéaire sur V_n on peut associer une connexion coaffine : en effet, à une section locale de l'espace fibré $E(V_n)$ des repères linéaires correspond d'une manière naturelle une section locale de $\mathcal{E}^*(V_n)$; d'autre part les matrices B_U^V qui font passer d'un corepère affine à un corepère affine de même origine et qui sont de la forme

$$B_V^U=\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & A_U^V \end{pmatrix}$$

constituent un sous-groupe γ de Γ; à γ correspond une sous-algèbre de l'algèbre de Lie de Γ dont nous identifierons les éléments aux éléments opposés de l'algèbre de Lie du groupe linéaire. Ceci dit, il est clair qu'à la connexion linéaire sur V_n définie par un ensemble de formes locales ω_u satisfaisant à

$$\omega_V=\overset{-1}{A}{}_V^U\omega_U A_V^U+\overset{-1}{A}{}_V^U dA_V^U$$

correspond la connexion coaffine définie par

$$\pi_U=\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -\omega_U \end{pmatrix}$$

et qui satisfait à la condition de cohérence (1.2). Sans entrer dans le détail des calculs, qui sont pratiquement faits dans ([1]) et ([2]) on trouve que la

connexion coaffine la plus générale (1.1) telle que $\varpi_U = -\omega_U$ (et qui sera dite associée à la connexion ω) est définie, pour une certaine section locale de $\mathcal{E}^*(V_n)$ par

$$p_U = \nabla \varphi_U + g_U,$$

où ∇ est le symbole de différentiation absolue relatif à ω, φ est l'origine du corepère affine de la section locale au-dessus de U, g est une 1-forme vectorielle covariante sur $E(V_n)$ qui provient de l'addition à la connexion coaffine particulière

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ \nabla \varphi_U & -\omega_U \end{pmatrix}$$

d'une 1-forme de type adjoint sur $\mathcal{E}^*(V_n)$. Par abus de langage, nous désignerons encore par g le tenseur associé à la forme g. Donc *une connexion coaffine sur* V_n *est déterminée par une connexion linéaire* ω *et par un champ de tenseurs* g *deux fois covariants.*

3. Sur une variété V_n à connexion coaffine (g, ω), le développement d'un chemin $x(t)$ sur $T^*_{x_0}$ conduira, comme dans le cas affine aux formules dites « du repère mobile » : un chemin horizontal $\Sigma(t)$ au-dessus du chemin $x(t)$ de V_n sera défini par la solution de

$$(3.1) \qquad \begin{cases} d\varphi = g\Theta, \\ d\Theta = -\omega\Theta \end{cases}$$

satisfaisant à des conditions initiales déterminées. Par définition $x(t)$ sera un arc géodésique si le chemin de $T^*_{x_0}$ défini par $\varphi(t)$ solution de (3.1) est un segment de droite. Pour qu'il en soit ainsi, il faut et il suffit qu'il existe un scalaire $\lambda(t)$ tel que $d^2\varphi/dt^2 = \lambda(d\varphi/dt)$, condition qui se transforme aisément, grâce à (3.1), en

$$(3.2) \qquad \frac{\nabla v}{dt} = \lambda v$$

qui lui est équivalente, où v est le vecteur covariant image par g de dx/dt. Nous ferons désormais l'hypothèse supplémentaire que le tenseur g est régulier, ce que nous traduirons en qualifiant la connexion coaffine (g, ω) de *régulière*; en coordonnées locales (3.2) s'écrit

$$\dot{x}^\gamma \nabla_\gamma (g_{\alpha\rho} \dot{x}^\rho) = \lambda g_{\alpha\rho} \dot{x}^\rho \qquad \left(\dot{x}^\rho = \frac{dx^\rho}{dt}\right)$$

grâce à la régularité de g, on obtient immédiatement :

$$(3.3) \qquad \dot{x}^\gamma (\nabla_\gamma \dot{x}^\beta + \dot{x}^\rho g^{\alpha\beta} \nabla_\gamma g_{\alpha\rho}) = \lambda \dot{x}^\beta.$$

Nous sommes amenée à introduire une nouvelle connexion linéaire $\bar{\omega}$ qui sera dite « associée à ω par l'intermédiaire de g », de coefficients

$$(3.4) \qquad \bar{L}^\beta_{\rho\gamma} = L^\beta_{\rho\gamma} + g^{\alpha\beta} \nabla_\gamma g_{\alpha\rho}.$$

Soit $\overline{\nabla}$ le symbole de différentiation absolue relatif à $\overline{\omega}$; (3.3) exprime que les géodésiques de la connexion coaffine (g, ω) coïncident avec les géodésiques de la connexion linéaire $\overline{\omega}$ associée à ω par l'intermédiaire de g.

4. Revenons à la théorie d'Einstein-Schrödinger : après avoir « unifié » tenseur fondamental et connexion linéaire en une connexion coaffine sur V_4, nous allons donner, sous forme d'une propriété de cette connexion coaffine fondamentale, une nouvelle interprétation des équations de champ liant $g_{\alpha\beta}$ et $L^\alpha_{\beta\gamma}$:

$$\partial_\gamma g_{\alpha\rho} - L^\sigma_{\alpha\gamma} g_{\sigma\rho} - L^\sigma_{\gamma\rho} g_{\alpha\sigma} = 0.$$

Ces équations s'écrivent encore

$$L^\beta_{\gamma\rho} = L^\beta_{\rho\gamma} + g^{\alpha\beta} \Delta_\gamma g_{\alpha\rho}.$$

Sous cette forme, la comparaison avec (3.4) montre que la connexion associée à ω par l'intermédiaire de g n'est autre que la connexion transposée de ω par le principe d'hermiticité d'Einstein ([3]). Nous énoncerons

Sur la variété espace-temps V_4, *la connexion coaffine fondamentale a mêmes géodésiques que la connexion linéaire transposée de la connexion linéaire qu'elle induit.*

(*) Séance du 23 décembre 1957.

([1]) A. Lichnerowicz, *Théorie globale des connexions et des groupes d'holonomie*, Ed. Cremonese, Roma, 1955, p. 146.

([2]) I. Cattaneo-Gasparini, *Ann. Scuola Norm. Sup. Pisa*, 10, 1956, p. 146.

([3]) M. A. Tonnelat, *la Théorie du champ unifié d'Einstein et quelques-uns de ses développements*, Gauthier-Villars, Paris, 1955, p. 21.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur les équations d'onde des particules douées d'hélicité* (« *screw-particles* »). Note de M. **Robert Potier**, présentée par M. Louis de Broglie.

La présente Note décrit une méthode générale de formation des équations d'onde des « screw-particles ». Application en est faite au cas des particules de spin 1/2.

Après S. Watanabé nous appellerons particules douées d'hélicité (screw-particles), celles dont les équations d'onde, invariantes par rapport au groupe L des rotations propres de Lorentz, ne le sont pas par rapport au groupe L_1 des rotations et retournements propres.

Dans des Notes antérieures ([1]), nous avions exposé une théorie générale des particules à spin. Le but de la présente Note est de montrer comment elle peut s'appliquer au cas présentement envisagé.

Rappelons la forme des équations d'onde relativistes :

$$(1) \qquad \sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2} a^{p,q}_{\varepsilon_1,\varepsilon_2}\, \partial^{\varepsilon_1,\varepsilon_2} \psi^{p-\varepsilon_1, q-\varepsilon_2} = a^{p,q} \psi^{p,q} \qquad (\varepsilon_1 = \pm 1 \,;\ \varepsilon_2 = \pm 1)$$

Si aucune condition n'est imposée aux coefficients a, les équations (1) ne sont invariantes que par rapport au groupe L. Elles ne le sont pas, en général, par rapport à L_1. $\Big($Il faudrait, si $ca^{p,q} = a^{q,p}$, que $c a^{p,q}_{\varepsilon_1,\varepsilon_2} = a^{q,p}_{\varepsilon_2,\varepsilon_1}$.$\Big)$ Les équations (1) représentent donc, sauf exceptions, des particules douées d'hélicité. Un retournement propre (par exemple la transformations de parité : P) change (1) en l'équation

$$(2) \qquad \sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2} a^{p,q}_{\varepsilon_1,\varepsilon_2}\, \partial^{\varepsilon_2,\varepsilon_1} \psi^{q-\varepsilon_2, p-\varepsilon_1} = a^{p,q} \psi^{q,p}.$$

Si, par convention, (1) représente des particules « droites », (2) représente les particules « gauches » correspondantes. (2) est analogue à l'équation conjuguée de charge de (1) :

$$(3) \qquad \sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2} \varepsilon_1\ \varepsilon_2\, a^{*p\ q}_{\varepsilon_1,\varepsilon_2}\, \partial^{\varepsilon_2}\ \ \overline{\psi}^{q-\varepsilon_2, p-\varepsilon_1} = a^{*p,q}\, \overline{\psi}^{q,p}.$$

Il entre, dans (2) et (3) des tenseurs ou spineurs de mêmes variances. Seuls les coefficients diffèrent.

Toutes les équations de la forme (1) ne sont pas susceptibles de représenter des particules. Il faut encore :

1° que les solutions ondes planes dans le système propre soient toutes de la forme $e^{i\omega t}$, autrement dit que les masses propres soient réelles;

2° qu'il existe un quadrivecteur courant réel, formé à l'aide de ψ et $\overline{\psi}$, dont le flux à travers une hypersurface de genre espace soit conservatif.

Écartant de la présente Note la discussion générale de la condition 1° (qui conduit à choisir les coefficients a dans certains domaines de valeurs), nous remarquons que la réalisation de 2° suffit à la description de modèles hydrodynamiques ainsi qu'à la seconde quantification de la théorie [*cf.* ([2])].

Appelons $\mathcal{V}(\psi^{p,q}\,;\ \varphi^{p+1,q+1})$ et $\mathcal{V}(\psi^{p,q}\,;\ \varphi^{p-1,q+1})$ les quadrivecteurs (par rapport au groupe L), dont les composantes en $Z + cT$ sont respectivement :

$$\sum_{k,h} (-1)^{(k+h)} C^k_p C^h_q \psi^{p,q}_{k,h} \varphi^{p+1,q+1}_{p-k,q-h} \quad \text{et} \quad \sum_{k,h} (-1)^{(k+h)} C^k_{p-1} C^h_q \psi^{p,q}_{k,h} \varphi^{p-1,q+1}_{p-k-1,q-h}.$$

Soit

$$(4) \qquad \mathcal{V}(\psi, \overline{\psi}) = \sum_{p,q} \lambda_{p,q} \mathcal{V}(\psi^{p,q}\,;\ \overline{\psi}^{p+1,q+1}) + \overline{\lambda}_{p,q} \mathcal{V}(\overline{\psi}^{p,q}\,;\ \psi^{p+1,q+1}) + \mu_{p,q} \mathcal{V}(\psi^{p,q}\,;\ \overline{\psi}^{p-1,q+1}) + \overline{\mu}_{p,q} \mathcal{V}(\overline{\psi}^{p,q}\,;\ \psi^{p-1,q+1}).$$

[Dans (4), $\bar{\lambda}$ et $\bar{\mu}$ ne sont pas les complexes conjugués des λ et μ, mais d'autres constantes.]

La condition 2° est réalisée si l'on pose

$$(5)\quad \left\{\begin{aligned} &a^{p,q}_{--}=\bar{\lambda}_{p,q}; \quad a^{p,q}_{+-}=\bar{\mu}_{p,q}; \quad a^{p,q}_{-+}=\mu_{p+1,q-1}; \quad a^{p,q}_{++}=\lambda_{p-1,q-1}; \\ &\bar{\lambda}_{q,p}=\lambda^{*}_{p,q}; \quad \bar{\mu}_{q+1,p-1}=(-1)^{p+q+1)}\bar{\mu}^{*}_{p,q}; \\ &\mu_{q+1,p-1}=(-1)^{(p+q+1)}\mu^{*}_{p,q}; \quad a^{*}_{q,p}=(-1)^{p+q+1)}a_{p,q} \end{aligned}\right.$$

Particules de spin 1/2 *douées d'hélicité.* — On peut appliquer ce qui précède au cas le plus simple, celui où ψ est un spineur à quatre composantes, formé des deux semi-spineurs : ψ^{01} et ψ^{10}.

Le quadrivecteur-courant a pour expression

$$(6)\quad \mathcal{V}(\bar{\psi}, \psi)=a\mathcal{V}(\bar{\psi}^{10}; \psi^{01})+b\mathcal{V}(\psi^{10}; \bar{\psi}^{01})$$

a et b doivent être des coefficients réels. Si l'on veut que la densité de présence soit définie positive, comme dans la théorie de Dirac, a et b doivent être tous deux positifs.

Les équations d'onde de la particule s'écrivent

$$(7)\quad \partial^{+-}\psi^{01}=\alpha\psi^{10}. \qquad \partial^{-+}\psi^{10}=\beta\psi^{01}.$$

La condition de divergence nulle du quadrivecteur-courant entraîne que

$$(8)\quad a\alpha+b\beta^{*}=0.$$

Les coefficients a et b n'étant définis qu'à une même constante multiplicative réelle et positive près, on peut prendre d'après (8) :

$$(9)\quad a=|\beta| \qquad b=|\alpha|.$$

et poser

$$(10)\quad \alpha=b\,e^{i\theta}, \qquad \beta=-a\,e^{-i\theta}.$$

Finalement, si, revenant aux notations de Dirac, nous posons

$$\psi^{01}_{00}=\psi_2-\psi_4; \qquad \psi^{10}_{00}=\psi_1+\psi_3; \qquad \psi^{10}_{10}=-\psi_2-\psi_4; \qquad \psi^{01}_{01}=\psi_1-\psi_3,$$

le système des équations (7) devient

$$(11)\quad \left\{\begin{aligned} &\left(\partial_z-\frac{1}{c}\partial_t\right)(\psi_1-\psi_3)+(\partial_x-i\,\partial_y)(\psi_2-\psi_4)= \quad b\,e^{i\theta}(\psi_1+\psi_3), \\ &\left(\partial_z+\frac{1}{c}\partial_t\right)(\psi_2-\psi_4)-(\partial_x+i\,d_y)(\psi_1-\psi_3)=-b\,e^{i\theta}(\psi_2+\psi_4), \\ &\left(\partial_z-\frac{1}{c}\partial_t\right)(\psi_2+\psi_4)-(\partial_x+i\,d_y)(\psi_1+\psi_3)=-a\,e^{-i\theta}(\psi_2-\psi_4), \\ &\left(\partial_z+\frac{1}{c}\partial_t\right)(\psi_1+\psi_3)+(\partial_x-i\,\partial_y)(\psi_2+\psi_4)= \quad a\,e^{-i\theta}(\psi_1-\psi_3). \end{aligned}\right.$$

La masse propre m_0 des particules décrites par le système (11) est

$$m_0 = \frac{\hbar}{c}\sqrt{ab}.$$

Pour qu'elle soit réelle, il faut et il suffit que ab soit positif. La réalité de la masse propre est assurée ici par la même condition que le caractère défini positif de la densité de présence. Cette dernière a pour expression

$$(12) \quad \rho = (a+b)(\psi_1\psi_1^* + \psi_2\psi_2^* + \psi_3\psi_3^* + \psi_4\psi_4^*) + (b-a)(\psi_1\psi_3^* + \psi_3\psi_1^* + \psi_2\psi_4^* + \psi_4\psi_2^*)$$

En général le quadrivecteur $\mathcal{V}(\overline{\psi}, \psi)$, de la formule (6) se comporte comme un mélange de quadrivecteur proprement dit et de pseudo-quadrivecteur, sous l'effet d'un retournement d'espace.

Si $a = b$, $\mathcal{V}(\overline{\psi}, \psi)$ est un quadrivecteur proprement dit, et la densité de présence ρ de la formule (12) prend bien la forme qu'elle a en théorie de Dirac.

Cela ne suffit pas pour assurer l'invariance des équations (11) par rapport au groupe de Lorentz complet L_4 des transformations propres (rotations et retournements d'espace). Pour cela, il faut encore que le paramètre θ soit égal à $\pm\pi/2$. Les équations (11) se réduisent alors aux équations de Dirac, soit, sous forme condensée :

$$(13) \qquad \partial^{+-}\psi^{01} = ia\psi^{10}, \qquad \partial^{-+}\psi^{10} = ia\psi^{01}.$$

Il existe donc, pour $\theta \neq \pm\pi/2$ et $a = b$, une possibilité de décrire des particules de spin 1/2, douées d'hélicité, dont la densité de présence soit exactement celle de la théorie de Dirac.

Signalons enfin que si l'un des facteurs a, ou b, est nul, nous retombons sur les équations

$$(14) \qquad \partial^{+-}\psi^{01} = 0$$

$$(15) \qquad \partial^{-+}\psi^{10} = 0$$

qui décrivent les neutrinos doués d'hélicité introduits par MM. Yang et Lee.

(1) *Comptes rendus*, **222**, 1946, p. 638, 855 et 1076; **227**, 1948, p. 1196; **228**, 1949. p. 656; **232**, 1951, p. 1538, 1647 et 1736.
(2) *J. Phys. Rad.*, **18**, 1957, p. 422.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur les spectres électrique et magnétique des oxydes* $Fe_2O_3\gamma$. Note (*) de MM. **Jean-Claude Bluet**, **Israël Epelboin** et **Denis Quivy**, présentée par M. Eugène Darmois.

On connaît l'intérêt présenté par l'étude de la permittivité complexe $\varepsilon = \varepsilon_1 - j\varepsilon_2$ et de la perméabilité complexe $\mu = \mu_1 - j\mu_2$ des poudres magnétiques dans un très large domaine de fréquence (spectres électrique et magnétique) (1). On présente ici des mesures effectuées sur des oxydes de fer $Fe_2O_3\gamma$, depuis 10 kHz jusqu'à 23 GHz.

L'étude des métaux et oxydes finement divisés est facilitée par la loi logarithmique de Lichtenecker. Cette loi montre qu'il y a proportionnalité entre la variation relative d'une propriété du mélange, par exemple $d\mu/\mu$, et la variation de la proportion dp d'un des constituants ; on a donc

$$\log \mu = p \log \mu' + (1-p) \log \mu'',$$

où p et $(1-p)$ sont les proportions en volume relatives des deux constituants, μ' et μ'' leurs perméabilités extrapolées pour $p=1$ et $p=0$. Cette loi se généralise par récurrence à un mélange de n constituants et nous l'avons vérifiée sur des poudres métalliques à grains sphériques d'origine carbonyle.

Ainsi la figure 1 illustre la loi logarithmique pour un mélange de deux poudres de fer carbonyle de grosseur de grains respectivement de 3 et 10 μ et de perméabilités apparentes 5 et 7, mélangées en proportions variables, la proportion du diélectrique étant maintenue constante (52 % du volume total). En basse fréquence, les mesures sont faites en versant le mélange des poudres dans des moules toroïdaux de plexiglas prenant place dans une bobine démontable. Par suite de la forte conductibilité de la poudre métallique, chaque grain est préalablement isolé par une très mince couche diélectrique, ce qui complique l'étude des spectres électrique et magnétique ; on est en effet en présence de deux diélectriques : l'isolant et l'air.

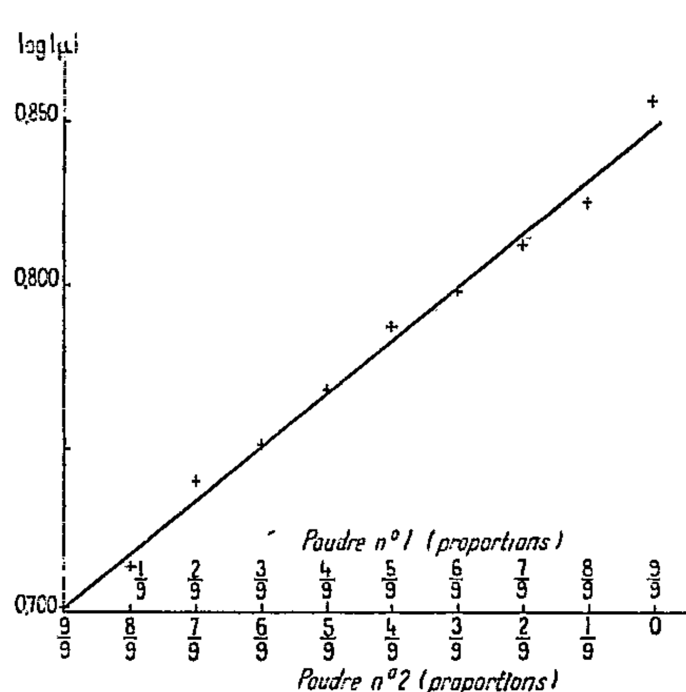


Fig. 1

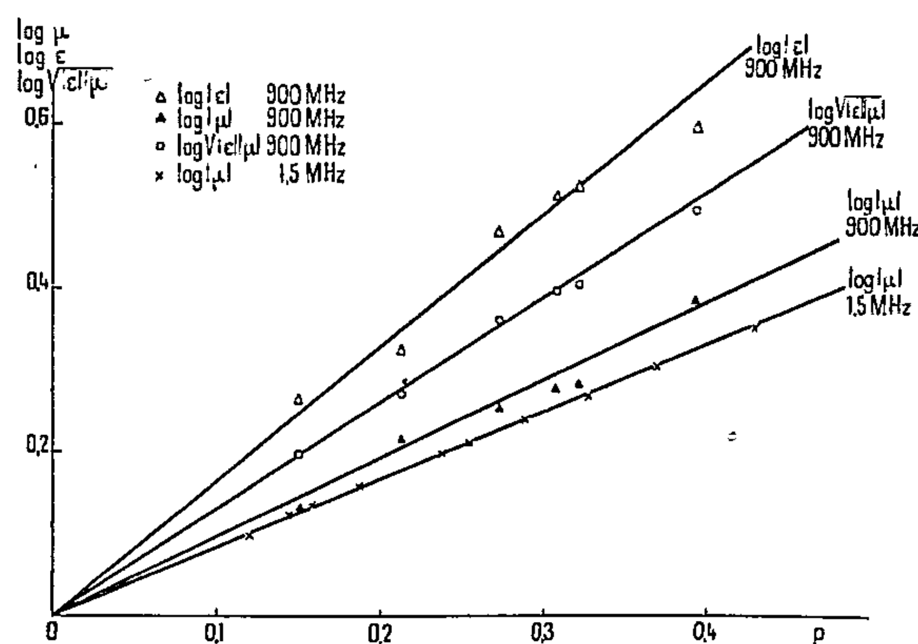


Fig. 2.

Cette complication n'intervient pas dans l'étude des poudres peu conductrices, telles $Fe_2O_3\gamma$. Nous confectionnons les échantillons sans aucune substance de liaison, par simple tassement sous des pressions allant jusqu'à 4 t/cm² ; la charge varie par modification de la pression exercée. En basse fréquence la méthode est facile à mettre en œuvre, avec des bobines démontables pour la mesure des perméabilités, et avec des condensateurs à armatures amovibles pour la mesure des permittivités. En haute fréquence on utilise des lignes

coaxiales dont il suffit d'avoir un élément démontable pour y tasser l'échantillon. Ainsi on peut atteindre directement la permittivité et la perméabilité de la poudre étudiée.

La figure 2 donne des résultats portant sur une poudre $Fe_2O_3\gamma$ obtenue par oxydation de Fe_3O_4 (préparé par réduction sèche dans l'hydrogène d'un précipité Fe_2O_3, H_2O). Lorsque la pression de tassement varie de 0 à 4 t/cm² la charge p varie de 0,12 à 0,4; celle-ci est calculée à partir de la densité réelle de 4,4 ([2]).

La dispersion maximum des points expérimentaux par rapport à la loi logarithmique est de 1 % à 1,5 MHz; cette erreur est liée essentiellement à la mesure de p, l'erreur sur μ_1 étant inférieure à 0,1 %. A 900 MHz les quantités $\log|\mu|$, $\log|\varepsilon|$, et $\log\sqrt{|\mu||\varepsilon|}$ varient linéairement avec p, et la dispersion de 7 % pour les deux premières quantités est de 3 % pour la troisième n'excèdent pas les erreurs de mesures. Ces trois quantités sont calculées ([3]) à

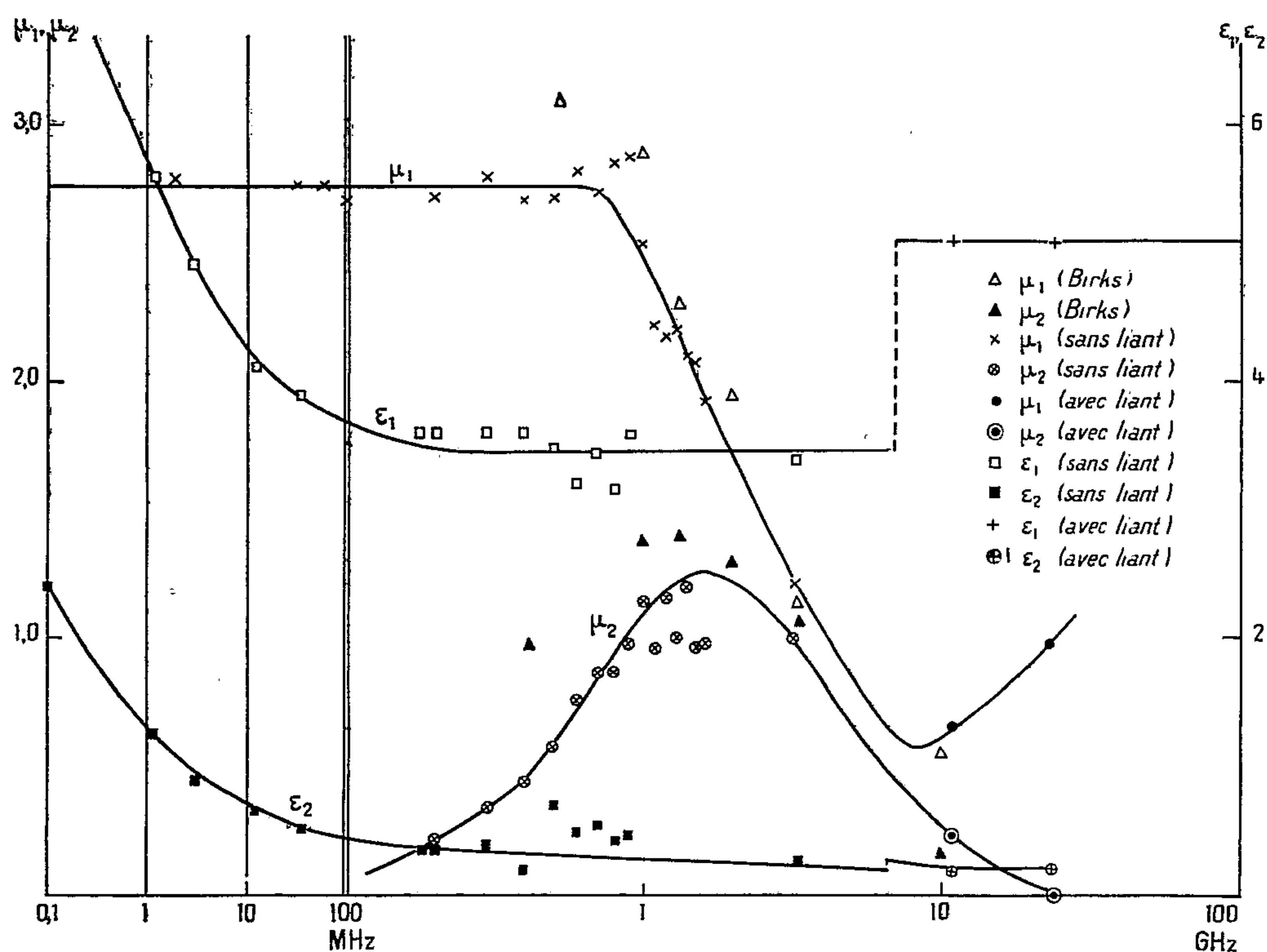


Fig. 3.

partir des impédances d'entrée de l'élément coaxial contenant l'échantillon, en circuit fermé puis en circuit ouvert. Les mesures sont effectuées à l'aide de l'admittancemètre General Radio 1602 B, ou avec des lignes d'ondes station-

naires ([4]). On vérifie ainsi la loi logarithmique pour la permittivité et la perméabilité des mélanges. Dans ce cas particulier où le liant est remplacé par l'air, la droite $\log|\varepsilon|$ passe par l'origine. La droite représentant $\log|\mu|$ à 900 MHz a une pente supérieure à celle de la même droite à 1,5 MHz. Ceci n'implique pas que la perméabilité conservative croisse avec la fréquence. A 1,5 MHz $|\mu|$ diffère peu de μ_1 puisque la perméabilité consomptive μ_2 est négligeable; la fréquence augmentant, μ_2 croît sensiblement alors que μ_1 reste pratiquement constant de 0 à 900 MHz. C'est le cas de la plupart des poudres $Fe_2O_3\gamma$.

Par exemple sur la figure 3 sont tracées les courbes représentatives de ε et μ, de 10 kHz à 23 GHz. Ces spectres portent sur une poudre $Fe_2O_3\gamma$ obtenue toujours par oxydation de Fe_3O_4, mais ce dernier est préparé en phase liquide à partir du sulfate ferreux en milieu alcalin.

Afin de comparer nos résultats à ceux qu'on trouve dans la bibliographie, nous avons porté sur la figure 3 les points expérimentaux de J.-B. Birks ([5]). Cet auteur étudie un domaine qui s'étend de 0,5 à 10 GHz; il utilise un liant et ne donne pas le spectre électrique. Les écarts observés sur μ n'excèdent pas les erreurs de mesures et pourraient en tous cas être imputés à une différence de nature des poudres. Sur la figure 7 de la publication précitée, J.-B. Birks indique un minimum de μ_1 qui est confirmé par nos mesures à 10 et 23 GHz. A ces fréquences nous employons des guides d'ondes rectangulaires opérant sur le mode H_{01}, et afin de mieux définir la géométrie des échantillons nous avons cette fois préféré lier la poudre. Comme prévu le liant provoque un accroissement de la permittivité qui passe de 3,4 à 5,1 mais reste constante dans les bandes 10 et 23 GHz.

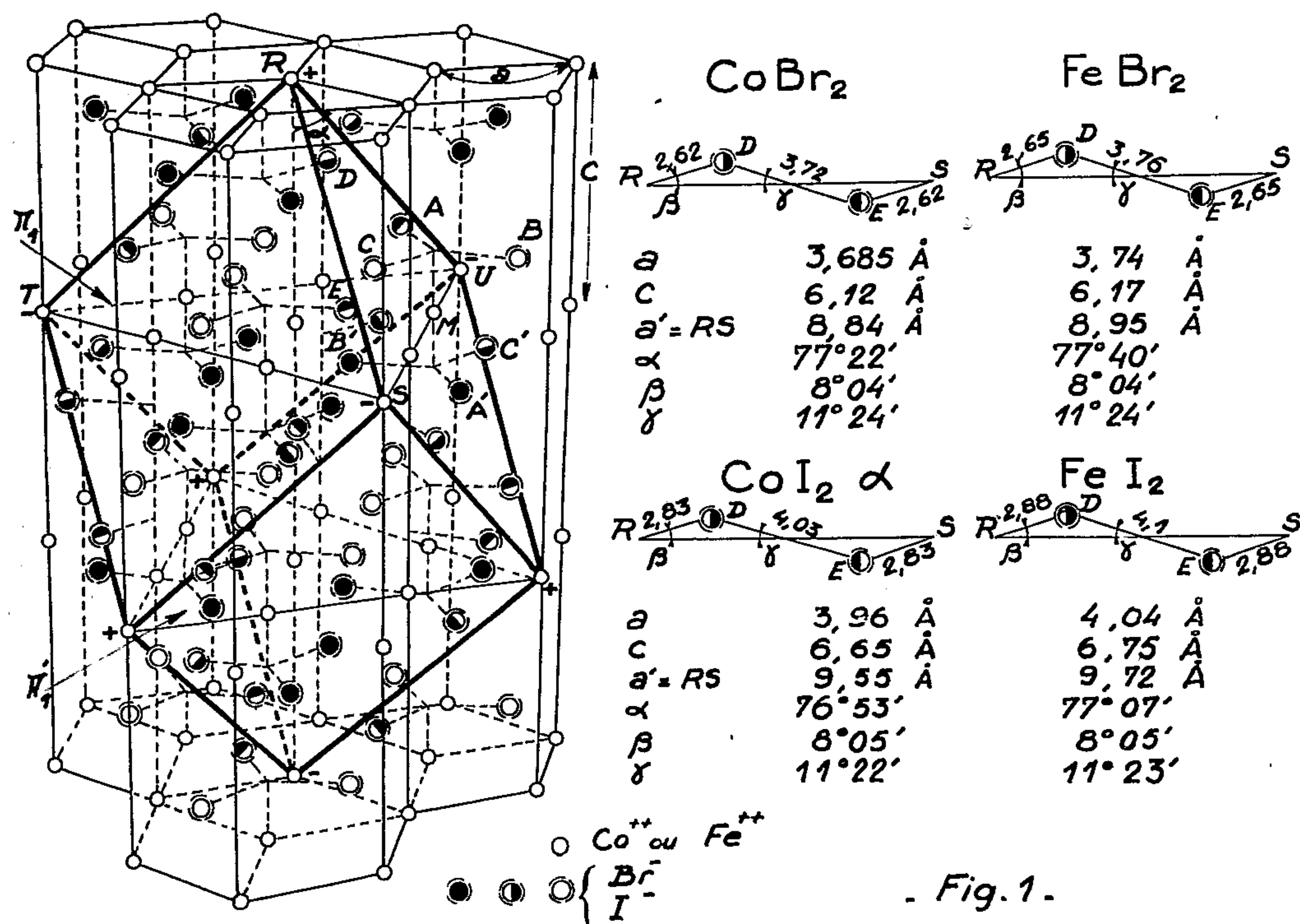
En conclusion, les mesures sur les oxydes $Fe_2O_3\gamma$ montrent qu'en haute fréquence le spectre électrique ne présente pas de dispersion; l'accroissement de ε_1 et ε_2 en basse fréquence peut être attribué à un effet de conductibilité. Le spectre magnétique présente deux zones de dispersion en très haute fréquence. La superposition d'un champ magnétique continu au champ hyperfréquence doit nous permettre de séparer les phénomènes de résonance gyromagnétique d'une éventuelle influence des courants de Foucault.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

([1]) P. Abadie, I. Epelboin et B. Pistoulet, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 762.
([2]) Hodgman, *Handbook of chemistry and physics*.
([3]) J.-C. Bluet, I. Epelboin et L. Viet, 9e *réunion du C. I. T. C. E.*, Paris, juillet 1957.
([4]) B. Pistoulet, *Thèse*, Paris 1951; *Ann. des Télécomm.*, 1952, p. 24.
([5]) J.-B. Birks, *Proc. Phys. Soc. G. B.*, 60, 1948, p. 282.

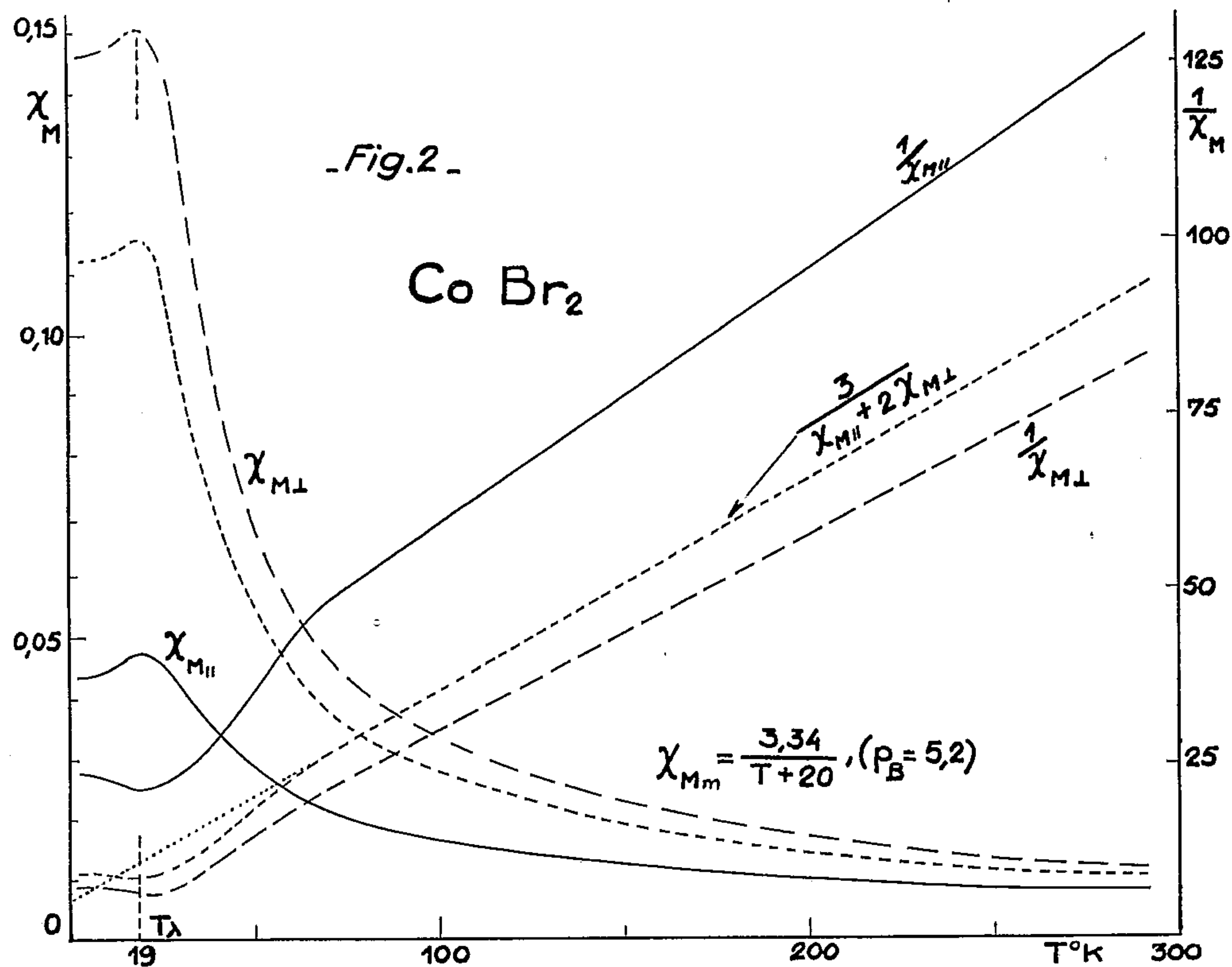
MAGNÉTISME. — *Susceptibilités magnétiques principales du bromure et de l'iodure cobalteux.* Note (*) de MM. **Henri Bizette, Claude Térrier** et **Belling Tsaï**, transmise par M. Gaston Dupouy.

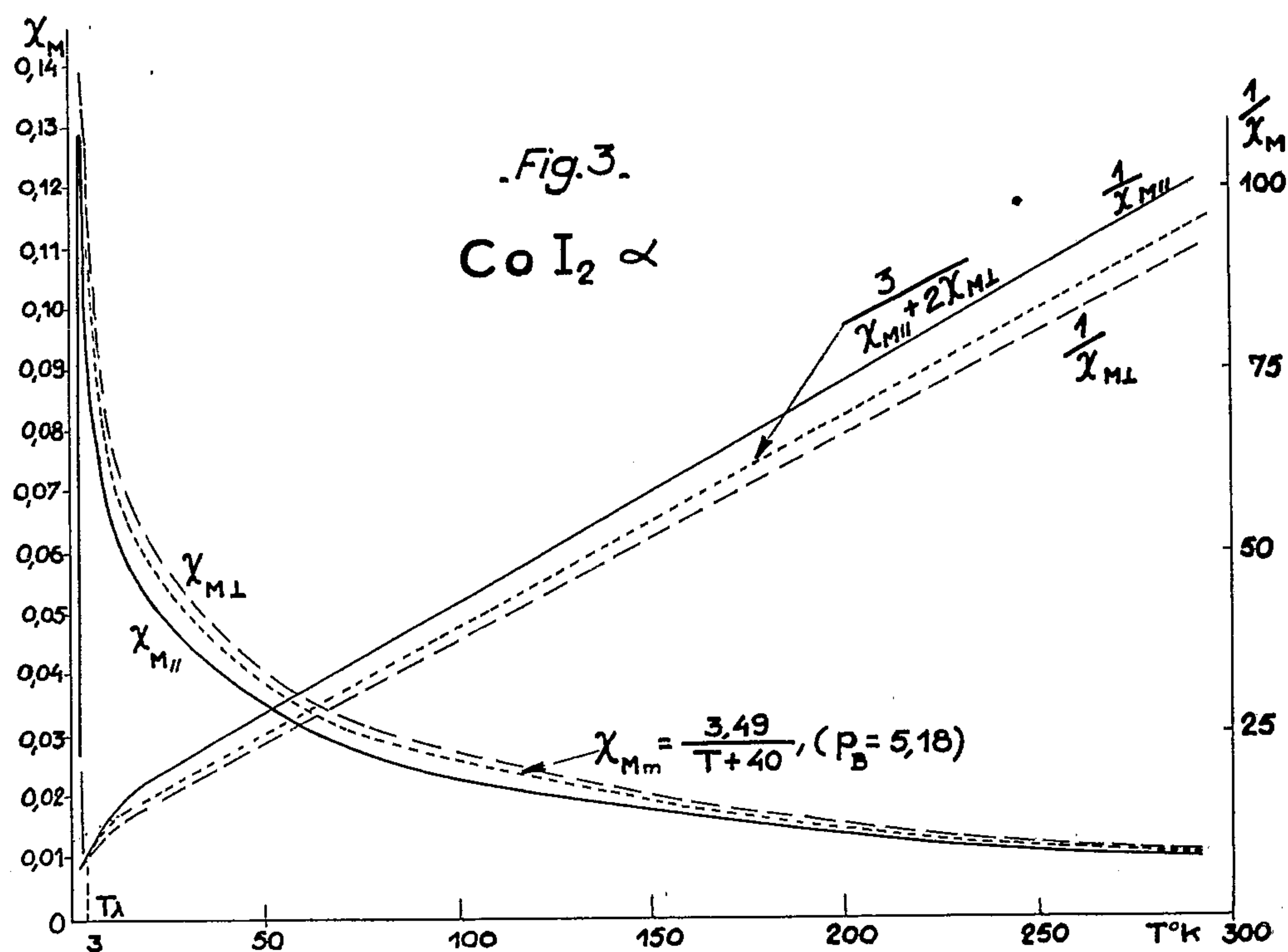
Il existe deux variétés, α et β, d'iodure cobalteux ([1]). D'après Ferrari et Giorgi ([2]), la variété α et le bromure de cobalt bivalent ont une structure hexagonale semblable à celle de l'iodure et du bromure ferreux. Dans ces halogénures, un ion métallique, tel que M (*fig.* 1), est entouré de six anions disposés aux sommets A, A′, B, B′, C, C′ d'un octaèdre Ω. Le réseau des cations peut être subdivisé en neuf réseaux rhomboédriques dont les arêtes font avec les axes correspondants de Ω un angle égal à 8° 4′ dans le cas des bromures et 8° 5′ dans le cas des iodures. [Les données, inscrites sur la figure 1, relatives aux composés ferreux doivent être substituées aux valeurs indiquées antérieurement ([3]).]



- *Fig.* 1. -

1° Les résultats de nos mesures magnétiques, relatives au bromure cobalteux, diffèrent de ceux publiés par de Haas et Schultz ([4]). Les susceptibilités $\chi_{\parallel}$ et $\chi_{\perp}$ passent par un maximum peu prononcé à la température $T_{\lambda} = 19°$ K, supérieure à la température de Néel du bromure ferreux (11° K). L'ordre antiferromagnétique qui s'établit au-dessous de T_{λ} est


Fig.2
Co Br2
χM
1/χM
1/χM∥
3/(χM∥+2χM⊥)
1/χM⊥
χM⊥
χM∥
χMm = 3,34/(T+20), (pB = 5,2)
Tλ
0,15
0,10
0,05
0
19
100
200
T°K
300
125
100
75
50
25


.Fig.3.
Co I2 α
χM
1/χM
1/χM∥
3/(χM∥+2χM⊥)
1/χM⊥
χM⊥
χM∥
χMm = 3,49/(T+40), (pB = 5,18)
Tλ
0,14
0,13
0,12
0,11
0,10
0,09
0,08
0,07
0,06
0,05
0,04
0,03
0,02
0,01
0
3
50
100
150
200
250
T°K
300
100
75
50
25

analogue pour les bromures bivalents de fer et de cobalt. Seule diffère la direction des moments magnétiques, normale à l'axe sénaire dans le cas de $CoBr^2$, parallèle à cet axe dans le cas de $FeBr^2$.

2° Dans le cas de la variété α de l'iodure cobalteux, la susceptibilité $\chi_{\parallel}$ passe par un maximum très aigu à la température $T_\lambda = 3°$ K, inférieure à la température de Néel de FeI_2 (10° K); la susceptibilité $\chi_{\perp}$ continue à croître régulièrement quand la température devient inférieure à T_λ. Au-dessous de T_λ, en l'absence de champ magnétique, les plans successifs de cations π_1, π'_1, ..., sont, comme pour FeI_2, aimantés alternativement en sens opposé, parallèlement à l'axe sénaire.

La variation thermique anormale de $\chi_{\perp}$ paraît liée au caractère covalent plus prononcé des liaisons qu'échange l'atome de cobalt avec les atomes d'iode qui le coordonnent. La substance semble se comporter comme une solution solide d'un composé à liaisons covalentes dans un composé à liaisons ioniques, l'interaction positive entre les ions métalliques d'un même plan normal à l'axe sénaire jouant un rôle important dans l'établissement de l'ordre antiferromagnétique dans chaque sous-réseau, en même temps qu'elle coordonne ces sous-réseaux.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) BIRK et BILTZ, *Z. anorg. Chem.*, 128, 1923, p. 45.

(2) *Atti Accad. Lincei*, 9, 1929, p. 782; 10, 1929, p. 1134.

(3) H. BIZETTE, C. TERRIER et B. TSAÏ, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 507.

(4) *Physica*, 6, 1939, p. 481.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Spectre d'énergie d'un faisceau d'électrons ayant traversé un film métallique mince.* Note (*) de MM. CHARLES FERT et FERDINAND PRADAL, transmise par M. Gaston Dupouy.

Les spectres d'énergie d'un faisceau d'électrons ayant traversé un film mince constitué par l'un des métaux suivants : Al, Cr, Bi, Au, Ag, Cu, ont été examinés au moyen d'un spectrographe magnétique. Pour les trois premiers métaux, les pertes d'énergie sont des multiples entiers d'une perte élémentaire qui semble correctement expliquée par la théorie des oscillations collectives.

Le spectre d'énergie d'un faisceau d'électrons ayant traversé un film mince met en évidence des pertes d'énergies caractéristiques du spécimen traversé.

La plupart des expériences ayant pour but l'étude de ces spectres ont été réalisées, ces dernières années, au moyen de spectrographes électrostatiques (1). Nous avons cru intéressant de reprendre cette étude en utilisant un spectrographe magnétique décrit dans une précédente Note (2).

Nous avons limité ce premier travail à des films constitués par les six métaux : Al, Cr, Bi, Au, Ag, Cu. Ces films ont été obtenus par évaporation thermique et montés sans support sur une grille ou sur un trou de quelques dixièmes de millimètre de diamètre. Bien que le spectrographe permette, l'utilisation de tensions plus élevées, nous n'avons travaillé, pour le moment, que dans un domaine allant de 20 à 45 kV. Dans ces conditions, l'épaisseur des films la plus convenable est de 400 à 500 Å.

La figure 1 rappelle le montage expérimental. Un diaphragme de 0,5 mm de diamètre, disposé dans le plan de L_3, limite l'ouverture du faisceau diffusé qui pénètre dans le spectrographe à 10^{-3} rad.

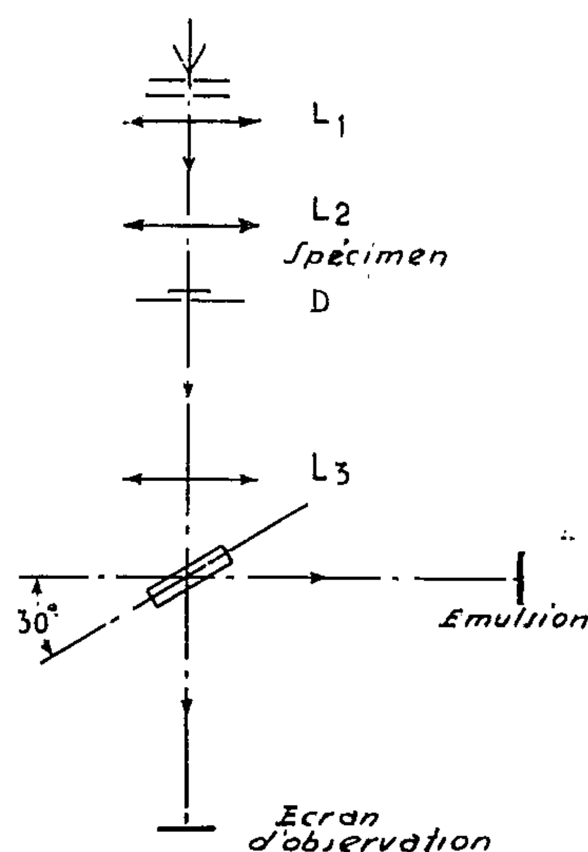


Fig. 1.

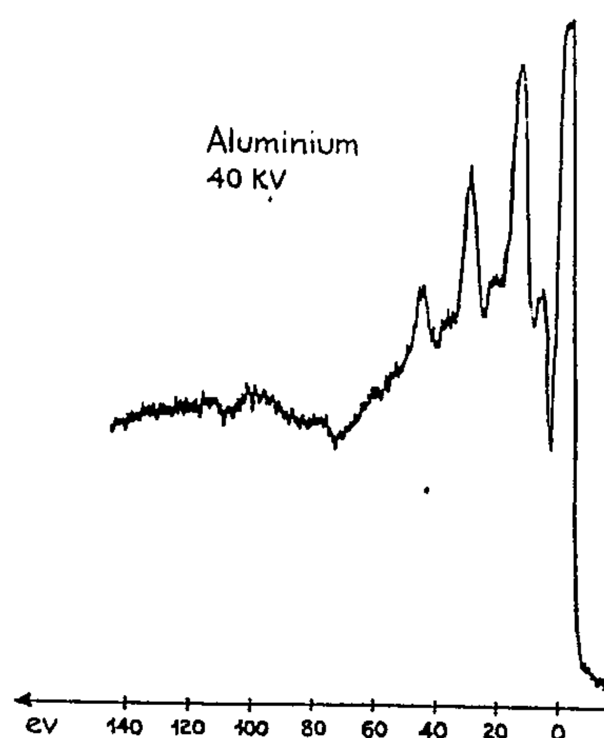


Fig. 2.

Résultats. — Les métaux étudiés peuvent être classés en deux catégories :

1° Al, Cr, Bi. — Les spectres correspondant à ces métaux montrent des pertes caractéristiques fines, aisément mesurables, et qui sont des multiples entiers d'une perte élémentaire. Les valeurs de ces pertes sont en bon accord avec celles que prédit la théorie des oscillations collectives ([3]).

Pour l'*aluminium*, on distingue deux séries de pertes (*fig.* 2) :

a. des pertes de 15,8, 31,6, 47,4, 63,2 et 79 eV qui sont des multiples entiers de la perte élémentaire $\hbar\omega = 15{,}8$ eV. Les raies correspondantes sont intenses et fines, tout au moins les trois premières;

b. des pertes moins accusées de 7,8, 23,5, 39, 54,6, 100 et 116 eV qui sont sensiblement des multiples impairs de $\hbar\omega/2$.

Ces valeurs sont en bon accord avec celles obtenues par d'autres expérimentateurs, l'aluminium étant l'un des métaux les plus étudiés. Il ne

semble pas, cependant, que les pertes de 100 eV et de 116 eV aient déjà été mentionnées.

Le spectre du *chrome* montre des pertes à 28, 58 et 85 eV (*fig.* 3), alors que la théorie des oscillations collectives prévoit une perte élémentaire $\hbar\omega = 26{,}1$ eV.

Enfin, le spectre du *bismuth* met en évidence des pertes à 15, 30, 45 et 60 eV (*fig.* 4). La perte élémentaire calculée, d'origine collective, est ici de 13,9 eV.

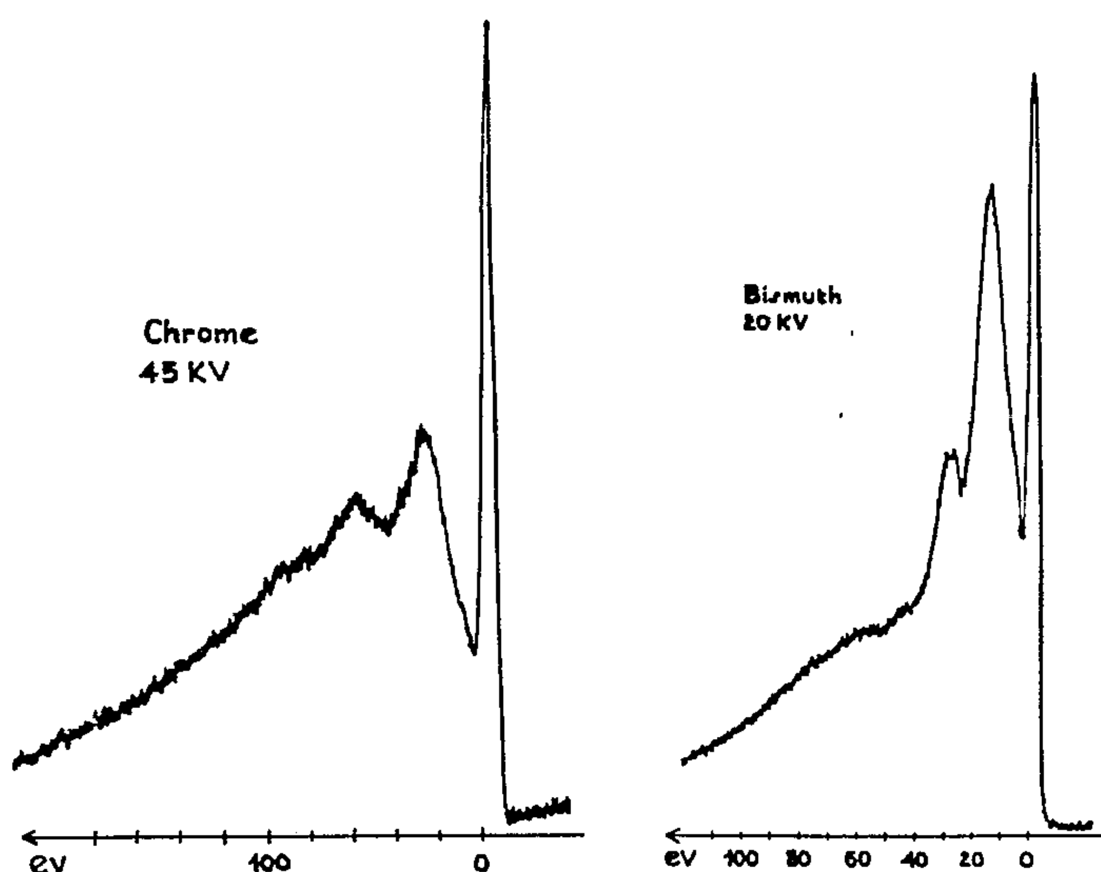


Fig. 3. Fig. 4.

Pour le chrome et le bismuth, les valeurs expérimentales sont légèrement supérieures aux valeurs théoriques, calculées en tenant compte des seuls électrons de valence. Cet écart par excès a été expliqué par la contribution d'électrons des couches *d*, tandis qu'un écart par défaut serait plus difficilement explicable ([4]).

2° Au, Ag, Cu. — Remarquons d'abord que, pour ces trois métaux, le désaccord entre les résultats des différents auteurs est frappant, ce qui peut être dû à la largeur plus grande des pertes, donc à une définition plus mauvaise. Nous trouvons les résultats suivants :

Or : perte principale à 29 eV, et large bande autour de 58 eV. Une perte faible au voisinage de 7,5 eV est visible sur l'enregistrement microphotométrique.

Argent : perte principale à 24,4 eV, et perte mal définie autour de 60 eV. La perte principale serait d'origine collective; elle coïncide avec la valeur expérimentale donnée par Marton.

Cuivre : perte principale à 25 eV et perte plus large autour de 49 eV. L'accord est bon avec deux des valeurs données par Gauthé ([5]).

Pour ces métaux, nous notons que les valeurs expérimentales sont nettement supérieures aux valeurs calculées par la théorie des oscillations collectives, en faisant intervenir comme ci-dessus, les seuls électrons de valence. L'hypothèse déjà énoncée est applicable pour expliquer cet écart, mais il devient nécessaire de supposer une contribution plus importante des électrons *d*. Cette contribution est peut-être à l'origine de la largeur des raies observées.

Nous nous proposons d'étudier d'autres métaux et d'utiliser les possibilités de l'appareil à des tensions d'accélération plus élevées pour mettre en évidence des pertes plus lointaines dont l'existence nous paraît probable.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) MÖLLENSTEDT, *Optik*, 5, 1949, p. 499.

(2) FERT et PRADAL, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 54.

(3) BOHM et PINES, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 609; PINES, 92, 1953, p. 626 et articles précédents.

(4) *Voir* par exemple à ce sujet, MARTON, LEDER et MENDLOWITZ, *Advances in Electronics*, 7, 1955, p. 234.

(5) GAUTHÉ, *Thèse*, Paris, 1957.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur l'intégration numérique de l'équation de stabilité.* Note (*) de M. LOUIS CASTAGNETTO, transmise par M. Charles Camichel.

L'auteur propose une méthode analytique de calcul, basée sur l'emploi des relations d'Adams-Störmer qui permet de résoudre rapidement les problèmes posés par l'étude de la stabilité en régime troublé.

L'équation fondamentale du comportement des machines électriques en régime troublé est bien connue.

En appelant : K, le moment d'inertie du rotor; *p*, le nombre de paires de pôles; Ω, la vitesse angulaire de rotation; P_m, la puissance maximum correspondant au régime considéré et δ l'écart électrique :

$$\frac{d^2\delta}{dt^2}=\frac{pP_m}{K\Omega}\sin\delta_1-\frac{pP_m}{K\Omega}\sin\delta=p_a-p_m\sin\delta.$$

La détermination de $\delta(t)$ peut se faire analytiquement au moyen des fonctions elliptiques. On peut encore effectuer une intégration graphique (1) ou bien employer les abaques de Park (2). Il nous a paru cependant intéressant de proposer une nouvelle méthode de calcul numérique qui conduit très rapidement aux résultats cherchés.

Dans l'équation précédente les conditions initiales sont :

$$\delta_0\neq 0,\qquad \delta'_0=0.$$

Alors il vient

$$\begin{aligned}
\delta''' &= -p_m \delta' \cos\delta,\\
\delta^{\text{IV}} &= \quad p_m \delta'^2 \sin\delta - p_m \delta'' \cos\delta,\\
\delta^{\text{V}} &= \quad p_m \delta'^3 \cos\delta + 3 p_m \delta' \delta'' \sin\delta - p_m \delta''' \cos\delta,\\
\delta^{\text{VI}} &= -p_m \delta'^4 \sin\delta + 6 p_m \delta'^2 \delta'' \cos\delta\\
&\quad + 4 p_m \delta' \delta''' \sin\delta + 3 p_m \delta''^2 \sin\delta\\
&\quad - p_m \delta^{\text{IV}} \cos\delta;
\end{aligned}$$

d'où

$$\begin{aligned}
\delta''_0 &= p_a - p_m \sin\delta_0,\\
\delta^{\text{IV}}_0 &= -p_m \delta''_0 \cos\delta_0,\\
\delta^{\text{VI}}_0 &= 3 p_m \delta''^2_0 \sin\delta_0 + p_m^2 \delta''_0 \cos^2\delta_0
\end{aligned}$$

et enfin

$$\delta = \delta_0 + \frac{t^2}{2}\delta''_0 + \frac{t^4}{24}\delta^{\text{IV}}_0 + \frac{t^6}{720}\delta^{\text{VI}}_0,$$

$$\delta = \delta_0 + t^2 \delta''_0 \left[\frac{1}{2} - \frac{t^2}{24} p_m \cos\delta_0 + \frac{t^4}{720} p_m (3\,\delta''_0 \sin\delta_0 + p_m \cos^2\delta_0) \right].$$

C'est le développement de Taylor cherché. Ce développement a l'avantage de permettre de choisir t de manière que les termes correctifs soient négligeables.

Écrivons alors

$$\frac{d^2\delta}{dt^2} = f(\delta), \qquad \text{avec} \begin{cases} f(\delta) = p_a - p_m \sin\delta,\\ \delta(0) = \delta_0,\\ \delta'(0) = 0. \end{cases}$$

Commençons par le calcul d'une base en employant le développement de Taylor déjà établi :

t.	δ.	f_i.	∇f_i.	$\nabla^2 f_i$.
0	δ_0	$f_0 = p_a - p_m \sin\delta_0$	–	–
h	δ_1	$f_1 = p_a - p_m \sin\delta_1$	$-p_m(\sin\delta_1 - \sin\delta_0)$	–
$2h$ ...	δ_2	$f_2 = p_a - p_m \sin\delta_2$	$-p_m(\sin\delta_2 - \sin\delta_1)$	$-p_m(\sin\delta_0 + \sin\delta_2 - 2\sin\delta_1)$

pour indiquer que ce sont là des valeurs trouvées par la série de Taylor nous écrirons :

t.	δ.	f_i.	∇f_i.	$\nabla^2 f_i$.
0	δ_0	f_0	–	–
h	δ_{1T}	f_{1T}	∇f_{1T}	–
$2h$	δ_{2T}	f_{2T}	∇f_{2T}	$\nabla^2 f_{2T}$

Ayant ainsi déterminé une base taylorienne, il nous suffira d'appliquer la méthode de calcul d'Adams-Störmer :

$$\delta_{i+1} = 2\,\delta_i - \delta_{i-1} + h^2 \left(1 - \frac{1}{12}\nabla^2 \right) f_i.$$

En particulier

$$\delta_3 = 2\,\delta_{2T} - \delta_{1T} + h^2 \left(f_{2T} + \frac{1}{12}\nabla^2 {}_{2T} \right).$$

On aboutit ainsi au tableau suivant :

$3h$........................	δ_3	f_3	∇f_3	$\nabla^2 f_3$
$4h$........................	δ_4	f_4	∇f_4	$\nabla^2 f_4$
$(n-1)h$..................	δ_{n-1}	f_{n-1}	∇f_{n-1}	$\nabla^2 f_{n-1}$
....	.....	....	.....	......
nh........................	δ_n			

La précision peut être augmentée en diminuant h et en calculant une base taylorienne de plus de trois points.

Si la base taylorienne permet le calcul de ∇^5 on a en particulier :

$$\delta_{i+1} = 2\,\delta_i - \delta_{i-1} + h^2\left(1 + \frac{1}{12}\nabla^2 + \frac{1}{12}\nabla^3 + \frac{19}{240}\nabla^4 + \frac{3}{40}\nabla^5\right)f_i.$$

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) Summers et Mc Lure, *Trans. A. I. E. E.*, 1930, p. 132.

(2) Park et Bancker, *Trans. A. I. E. E.*, 1929, p. 170; Byrd et Pritchard, *Gén. Élec. Rev.*, 1933, p. 81.

PHOTOÉLECTRICITÉ. — *Observation de l'effet photovoltaïque avec une couche mince de sulfure de cadmium.* Note de M. **François Cabannes**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Le sulfure de cadmium, qui est un photoconducteur remarquable, ne présente généralement pas d'effet photovoltaïque, ce qui a été attribué à la très faible mobilité ou à la très courte durée de vie des porteurs de charge positive, les électrons étant seuls responsables de la conduction.

Cependant Reynolds et al. (1) ont réalisé avec un monocristal de CdS impur (forte proportion d'oxygène) une cellule photovoltaïque remarquable; les électrodes sont l'une en argent, l'autre en indium. Le maximum de la sensibilité se trouve dans le rouge et correspond donc à des photons d'énergie inférieure à celle qui représente la largeur de la bande interdite du CdS : 2,4 eV. Nadjakov et al. (2) ont observé la photovoltaïcité avec une couche mince, les deux électrodes (aluminium et or) étant déposées sur la couche. Ils ont mesuré des f.é.m. en circuit ouvert E_o de 0,4 à 0,6 V et des courants de court-circuit I_{cc} de 10^{-9} à 10^{-8} A.

Nous avons voulu mettre en évidence le même effet dans une couche mince de CdS, avec une disposition analogue à celle du cristal de Reynolds, la couche étant placée en sandwich entre une électrode de Cu ou Ag et une électrode de In (le contact CdS-In ne présentant pas de barrière de potentiel).

Réalisation des couches minces. — La couche de CdS doit avoir une épaisseur supérieure à la somme des épaisseurs de la couche d'arrêt Cu (ou Ag)-CdS et du contact ohmique CdS-In, soit environ 2 μ. Nous avons

essayé de déposer sur une lame de verre une électrode semi-transparente de Cu ou Ag et par dessus la couche de sulfure, mais nous n'avons pas pu obtenir une épaisseur supérieure à 1 ou 2 μ sans que la couche se craquèle; nous avons alors fait les dépôts de sulfure sur un support de cuivre. Comme il n'est pas possible de réaliser une électrode semi-transparente en In, dont la résistance électrique soit suffisamment petite, nous avons déposé la deuxième électrode sous forme de grille fine (espacement 0,2 mm) (*fig.* 5).

Les couches sont déposées sous un vide de 5.10^{-6} à 10^{-5} torr par évaporation de sulfure commercial pur pour analyse (préalablement dégazé sous vide). Leur épaisseur est 2 à 10 μ, elles ont une couleur noir brillant à brun-rouge. L'évaporation dure 60 à 90 mn.

Nous avons déposé le sulfure, soit directement sur le support en cuivre nettoyé à l'acide nitrique et à l'eau distillée (obtenant ainsi un élément *Cu*-CdS-In, cellules nos 4, 6, 8 et 10), soit sur un dépôt intermédiaire fait sous vide pour éviter le contact de l'air (réalisant ainsi les éléments *Cu*-Cu-CdS-In n° 9, *Cu*-Ag-CdS-In nos 11 et 12, *Cu*-In-CdS-Ag n° 13).

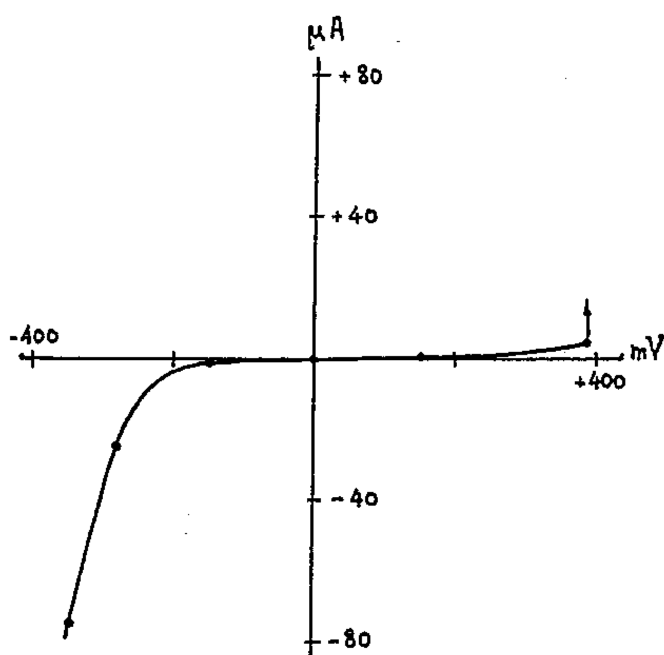


Fig. 1.

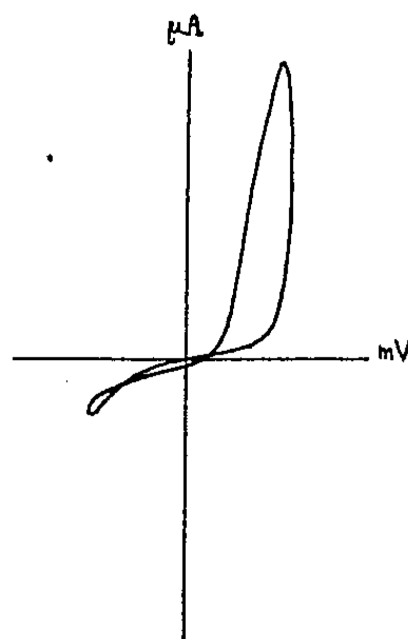


Fig. 2.

Propriétés et évolution des cellules. — 1° *Cellules Cu*-CdS-In. — Initialement ces cellules présentent une photoconduction négligeable, une grande inertie électrique (15 à 30 mn) et une très grande résistance aux faibles tensions (< 1 MΩ). La figure 1 représente la caractéristique statique tension-courant de la cellule n° 10. (Sur toutes les figures la tension est positive quand le support de cuivre est positif par rapport au sulfure.) La caractéristique est limitée du côté des tensions croissantes vers 300 à 500 mV, valeur à laquelle le courant subit une augmentation brusque et devient instable.

On observe un effet de redressement qui n'est pas dû à une couche d'arrêt Cu-CdS, son sens étant opposé. Étant donné la grande inertie de la cellule,

cet effet peut être dû à un phénomène d'électrolyse, de même que la forme de la caractéristique dynamique (*fig.* 2). Celle-ci obtenue en courant alternatif de fréquence 50 a été relevée à l'oscillographe. Elle présente un effet de redressement de même sens que celui d'un contact Cu-CdS, mais avec une boucle analogue à celles observées par Van Geel [3] sur d'autres contacts redresseurs.

Quand la cellule est soumise à une tension continue supérieure à 300 à 500 mV sa résistance électrique diminue brutalement (parfois dans un rapport de 1 à 10^{-3}) et devient ohmique. La cellule peut reprendre plusieurs fois ses propriétés initiales, puis garde définitivement une faible résistance ohmique. Elle présente alors un effet photovoltaïque.

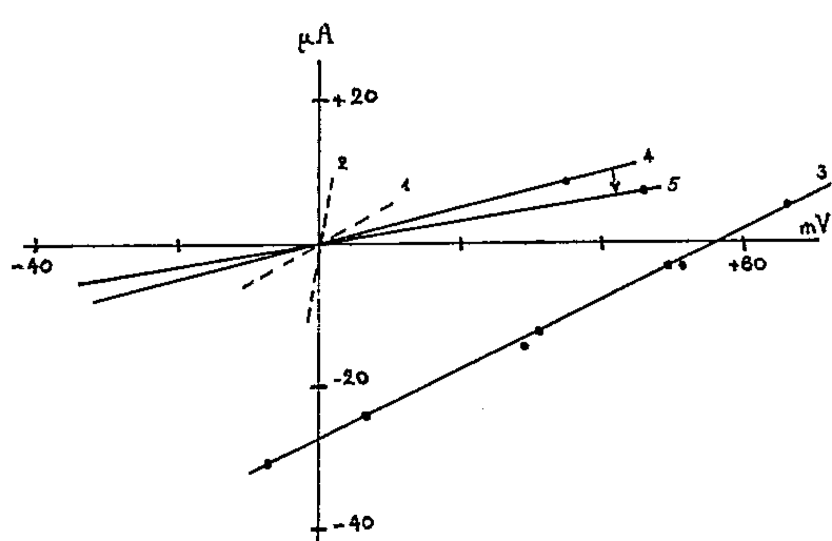


Fig. 3.

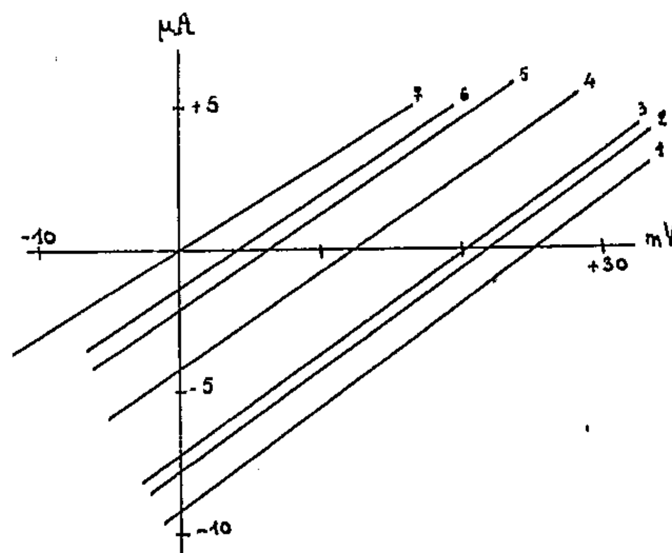


Fig. 4.

2° *Autres cellules.* — Les autres cellules possèdent initialement une faible résistance ohmique, certaines sont photoconductrices, mais aucune ne présente d'effet photovoltaïque. La figure 3 montre les caractéristiques de la cellule n° 11 à l'obscurité (courbe 1) et sous éclairement (courbe 2).

Ces cellules furent réétudiées deux mois plus tard et présentèrent alors le même effet photovoltaïque que les premières (excepté la cellule n° 9).

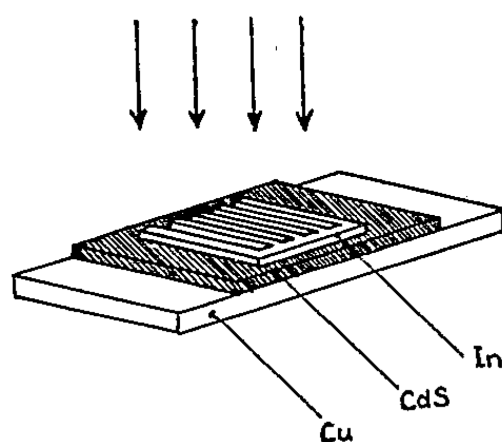


Fig. 5.

Effet photovoltaïque. — La figure 3 donne les caractéristiques de la cellule n° 11 après évolution, sous éclairement (courbe 3) et à l'obscurité (courbes 4 et 5). Ces caractéristiques sont linéaires par suite probablement

de la grande résistance de la couche de sulfure, ce qui expliquerait les faibles valeurs de E_0 : 56 mV et de I_{cc} : 27 μ A. Cette cellule présente une légère photoconduction avec une certaine inertie (passage de la courbe 4 à la courbe 5 après suppression de l'éclairement).

Les f.é.m. mesurées étant faibles, on pourrait les attribuer à un effet thermoélectrique, aussi avons-nous étudié l'inertie de ces cellules en lumière modulée à une fréquence comprise entre 50 et 800. Les cellules nos 4, 6, 8 et 13 fournissent une f. é. m. E_0 d'amplitude constante, ce qui nous permet d'éliminer l'hypothèse d'un phénomène thermoélectrique.

Pour déterminer la sensibilité spectrale nous avons interposé sur le faisceau lumineux des filtres colorés Wratten. La figure 4 donne les caractéristiques obtenues à l'oscillographe avec la cellule n° 8; courbe 1, sans filtre; courbe 2, filtre orange n° 16 A; courbe 3, filtre rouge n° 24 A; courbe 4, filtre infrarouge n° 88; courbe 5, filtre bleu; courbe 6, filtres bleu et infrarouge. Ces résultats montrent que le maximum de sensibilité est dans le rouge et que la cellule est encore sensible dans le proche infrarouge.

Nous noterons l'influence sur les propriétés de ces cellules, d'une impureté qui peut être l'oxygène (surface de cuivre oxydée ou contact de l'air).

(1) D. C. Reynolds, G. Leies, L. L. Antes et R. E. Marburger, *Phys. Rev.*, 96, 1954, p. 533.

(2) G. Nadjakov, R. Andreïtchine et M. Borissov, *C. R. Acad. bulgare Sc.*, 7, 1954, p. 17.

(3) W. Ch. Van Geel, *Physica*, 17, 1951, p. 761.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Spectre Raman du phosphate diammonique.* Note (*) de Mlle **Lucienne Taurel** et M. **Claude Delain**, transmise par M. Louis Néel.

Le phosphate diammonique $PO_4H(NH_4)_2$ dérive du groupe fini C_{2h} et contient 4 mol par maille élémentaire (1). Il est possible d'en obtenir de gros monocristaux exempts de neiges à condition de travailler en milieu ammoniacal (une molécule d'ammoniaque par litre de solution). L'addition d'ions Cr^{+++}, à raison de 1/10e d'ion-gramme par litre, favorise la cristallisation et évite les cassures.

Chaque fréquence interne des ions constituant le cristal peut donner naissance à deux fréquences Raman, toutes les deux symétriques par rapport à un centre, et symétrique (S) ou antisymétrique (A) par rapport à un axe binaire.

Les fréquences expérimentalement observées sont les suivantes :

46 (S) F	66 (A) ff	71 (A) m	82 (S) F	102 (S) F
115 (A) F	132 (S + A) F	200 (S) m	220 (S + A) F	247 (S) f
380 (S) F	956 (S + A) FF	1 002 (S + A) m	1 059 f	1 068 (S + A) m
1412 (S + A) f	1 680 ff	1 701 f	2 840 ± 30 (S) F	3 052 ± 30 (S) F
3 000 ± 200 ff				

On peut rendre compte des fréquences attribuables à l'ion $(PO_4H)^{--}$ en supposant que celui-ci possède, au maximum, la symétrie binaire. La même hypothèse permet également l'attribution des fréquences observées dans les solutions de $(PO_4H)K_2$ [2]. La filiation entre les fréquences observées et celles de l'ion PO_4 tétraédrique est indiquée dans le tableau ci-dessous :

	$(PO_4H)^{--}$	
PO_4^{---} tétraédrique.	dans $(PO_4H)(NH_4)_2$.	en solution.
419 (E)	380 (S)	390
	?	–
560 (F_2)	526 (S)	524
	555 + 560	–
	575	–
951 (A_1)	905 (S)	950 environ
1 050 (F_2)	956 (S + A)	981
	1 002 (S + A)	–
	1 068 (S + A)	1 090

Les attributions de fréquences relatives à NH_4^+ sont moins faciles, car, en dehors des deux bandes 2840 et 3050 cm^{-1}, les intensités des raies sont faibles.

L'existence de deux raies à 1680 et 1701 cm^{-1} conduit à imaginer soit un couplage à l'intérieur d'une même famille, soit des fréquences différentes pour chaque famille d'ion NH_4^+. L'examen des autres parties du spectre semble en faveur de la seconde hypothèse.

Les ions NH_4^+ s'écarteraient alors très peu de la symétrie tétraédrique; on pourrait leur attribuer les fréquences 1412, 1680, 1701, 2840 et 3050 cm^{-1}. S'il en est ainsi, chaque ion NH_4 a tous ses atomes d'hydrogène liés à des groupements $(PO_4H)^{--}$.

La très large bande 3000 ± 200 cm^{-1} est attribuable aux vibrations de valence des atomes d'hydrogène dans $(PO_4H)^{--}$. La largeur de la bande et la valeur de sa fréquence nous montrent qu'il doit exister des liaisons hydrogène liant entre eux les groupements $(PO_4H)^{--}$.

Les deux fréquences situées à 400 et 1059 cm^{-1} possèdent des facteurs de dépolarisation anormaux; elles sont peut-être attribuables aux fréquences de déformation de OH.

La fréquence 220 cm^{-1} a des caractères de largeur et d'intensité qu'on

retrouve sensiblement à la même place pour tous les composés contenant NH_4^+. On peut supposer que la bande très faible $425 \pm 10\ cm^{-1}$ est une harmonique de la précédente.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) J. P. Smith, J. R. Lelu et W. E. Brown, *Crystallographic properties of diammonium phosphate*, *Acta Cristallographica*, 10, 1957, n° 11, p. 709.

(2) J. P. Mathieu et J. Jacques, *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 346.

RÉSONANCE PARAMAGNÉTIQUE. — *Mesure du second moment de la raie du diphénylpicrylhydrazyl en solution dans le benzène; influence du couplage hyperfin.* Note (*) de M. **Jacques Hervé**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Méthode. — 1.1. J'ai démontré précédemment (1) que le développement asymptotique de la courbe de dispersion $\chi_1(H)$:

$$\chi_1(H) = -\frac{A_0}{H - H_0} - \frac{A_2}{(H - H_0)^3} - \dots$$

est relié de façon simple aux moments de la courbe d'absorption $\chi_2(H)$: A_0 est proportionnel à l'aire de $\chi_2(H)$, et les second, quatrième... moments sont égaux à A_2/A_0, A_4/A_0, ...

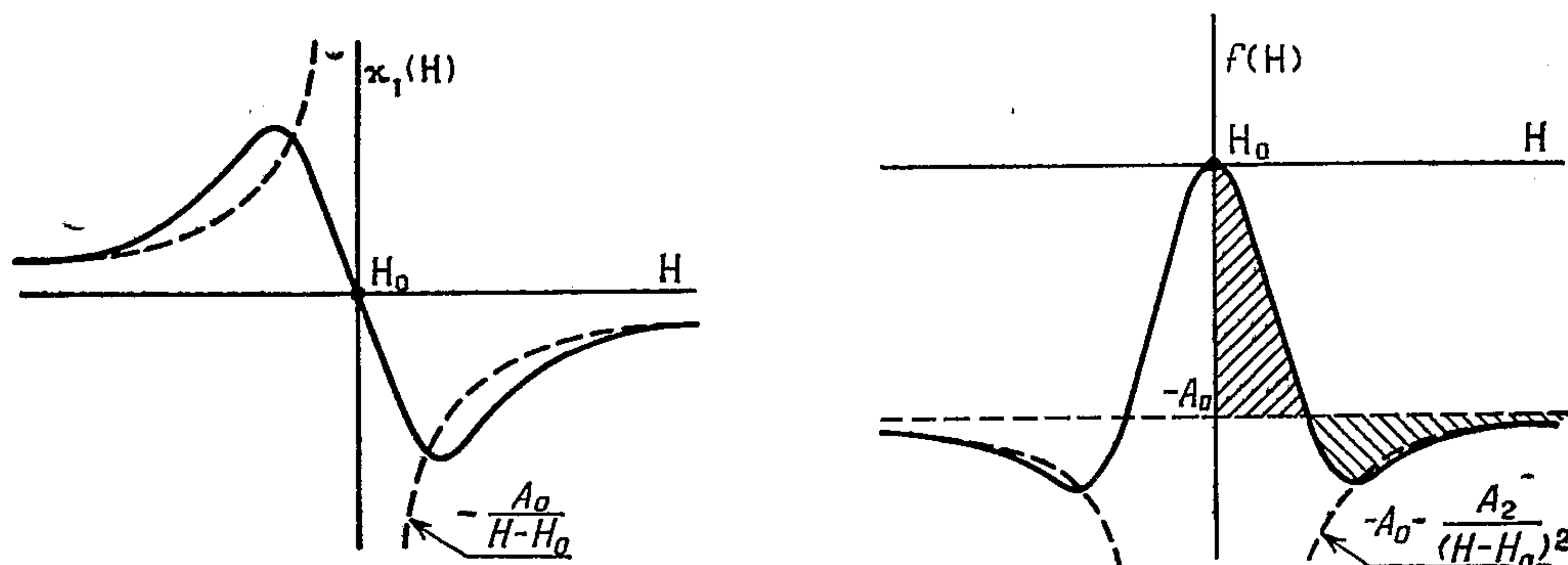


Fig. 1.

1.2. J'étudie ici la mise en œuvre de cette propriété pour la mesure directe des moments. A cet effet il sera commode de tracer la courbe (*fig.* 1) :

$$f(H) = (H - H_0)\,\chi_1(H),$$

A_0 sera égal à l'ordonnée de l'asymptote horizontale; A_2 sera pris de façon que les courbes $f(H)$ et $-A_0 - A_2/(H - H_0)^2$ coïncident pour les grandes valeurs de H.

La détermination de A_0 sera améliorée en utilisant une propriété de la courbe $f(H)$: les deux aires hachurées sur la figure 1 sont égales. En effet, utilisant les résultats de la référence (1) on peut écrire

$$f(H) + A_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(x - H_0)\chi_2(x)}{x - H} dx.$$

Ainsi la courbe $f(H) + A_0$ est la conjuguée par l'intermédiaire des formules de Kramers-Kronig de la courbe $(H - H_0)\chi_2(H)$; l'aire totale de la courbe $f(H) + A_0$ est, toujours en vertu de ([1]), proportionnelle au coefficient de $1/(H - H_0)$ dans le développement asymptotique de $(H - H_0)\chi_2(H)$ et d'autre part ce coefficient doit être nul pour que le second moment de $\chi_2(H)$ soit fini.

Ainsi l'aire totale est bien nulle.

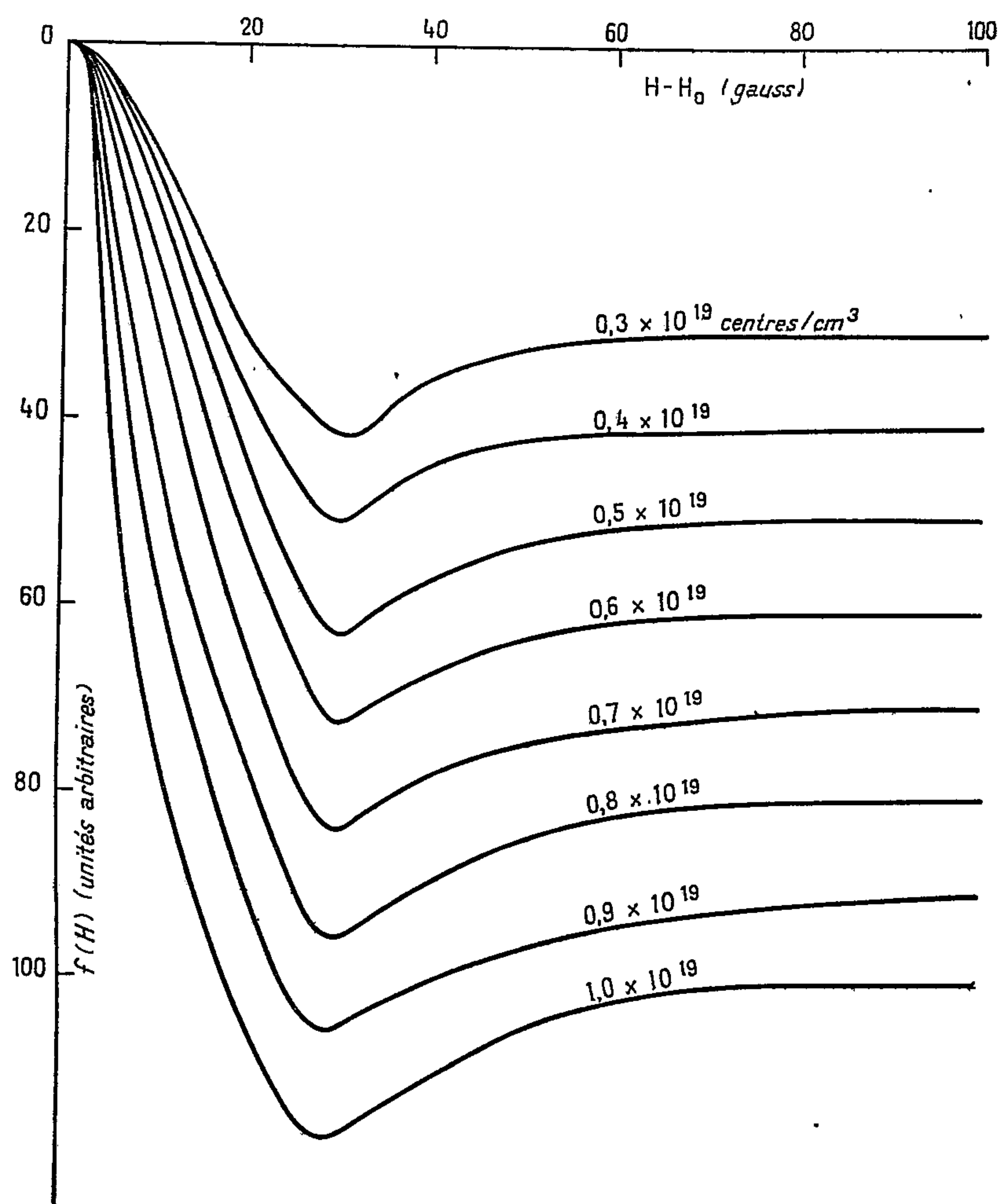


Fig. 2.

2. Réalisation et résultats. — 2.1. J'ai appliqué cette méthode de mesure des moments à des solutions de diphénylpicrylhydrazyl dans le benzène, dans le but d'étudier l'influence du couplage hyperfin. J'ai préparé une solution contenant 10^{19} centres paramagnétiques/cm^3 (soit une concentration en DPPH de M/60), puis à partir de la solution mère, des solutions contenant 9, 8, ..., 3.10^{18} centres/cm^3. Les courbes $f(H)$ obtenues sont données sur la figure 2 pour des volumes égaux de solution et des conditions identiques d'amplification : l'ordonnée des asymptotes est ainsi proportionnelle à l'intensité de la raie, donc à la concentration.

La valeur du second moment déduite de ces courbes est, aux erreurs expérimentales près, indépendante de la concentration, bien que la partie centrale de la raie s'élargisse à mesure que la concentration diminue. Ce second moment constant est égal à 180 gauss$^2 \pm$ 20 gauss^2.

2.2. *Interprétation.* — La contribution au second moment provenant de l'interaction dipôle-dipôle est ici négligeable. Anderson et Weiss ([2]) ont en effet déduit du calcul de Van Vleck que cette contribution est de l'ordre de $5,1\,(g\beta n)^2\,S(S+1)$ (où n est le nombre de spins par centimètre cube), soit ici au maximum 0,1 gauss^2. L'interaction d'échange n'intervient pas non plus puisqu'elle commute avec le moment dipolaire S_x. Seul le couplage de l'électron célibataire avec les noyaux voisins contribue au second moment. Pour interpréter le spectre de structure hyperfine, résolu aux très faibles concentrations, on est conduit à admettre que l'électron est couplé principalement aux noyaux d'azote et que la constante de couplage est la même pour les deux atomes d'azote ([3]). On prendra donc comme hamiltonien de couplage ([4])

$$K\sum_j (\vec{I}_j^{(1)}+\vec{I}_j^{(2)})\vec{S}_j,$$

où $\vec{I}_j^{(1)}$ et $\vec{I}_j^{(2)}$ sont les spins nucléaires et $\vec{S}_j$ le spin électronique, l'indice j numérotant les différentes molécules.

En calquant le calcul sur celui de Van Vleck, on trouve alors comme second moment exprimé en termes de champ magnétique

$$\overline{(H-H_0)^2}=\frac{2}{3}\left(\frac{K}{g\beta}\right)^2 I(I+1),$$

valeur qui est bien indépendante de la concentration. De la valeur expérimentale de $\overline{(H-H_0)^2}$, on peut déduire celle de $(K/g\beta)$, c'est-à-dire de l'espacement des niveaux hyperfins :

$$\frac{K}{g\beta}=(11,7\pm 0,6)\ \text{gauss}.$$

Cette valeur est en bon accord avec celle (11,2 gauss) déterminée par G. Berthet ([3]), en prenant la limite pour des concentrations de plus en plus faibles, de la séparation entre les pics de la structure hyperfine.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) J. Hervé, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1182.

(2) P. W. Anderson et P. R. Weiss, *Rev. Mod. Phys.*, 25, 1953, p. 269.

(3) G. Berthet, *Thèse* (à paraître aux *Annales de Physique*).

(4) Van Wieringen, *Faraday Soc. Discussion*, 19, 1955, p. 118.

PHYSICOCHIMIE DES SOLUTIONS. — *Constante diélectrique et volume molaire des substances organiques dans l'eau.* Note (*) de M. A. **Bernard Lindenberg**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Évaluation du volume molaire partiel des solutés organiques dans l'eau d'après leur polarisation à l'état de liquide pur et le décrement diélectrique qu'ils provoquent en solution, en se servant d'une règle de mélange qui prend en considération le changement de constante diélectrique des solutés sous l'effet de la modification de volume subie en solution.

La constante diélectrique des solutions aqueuses (diluées) varie linéairement avec la concentration molaire des solutés organiques, tant polaires que non polaires : $D_m = D_0 - \delta . C$, D_m et D_0 désignant les constantes diélectriques de la solution et de l'eau pure, δ étant l'*incrément diélectrique molaire*, défini par $\delta = dD/dC$, qui peut être positif ou négatif suivant la polarité du soluté (Wyman, Edsall).

Rappelons encore que, suivant la théorie de Onsager, la polarisation (p) par unité de volume (cm³) est égale à $(D - 1).(1 + 0{,}5/D)/4{,}5$, D étant la constante diélectrique (statique) du liquide, à une température donnée.

En admettant l'additivité des polarisations partielles des composants dans les mélanges, la polarisation de 1000 cm³ de solution aqueuse contenant 1 mol-g de soluté organique, de constante diélectrique D_s, devrait être

$$p_m = \frac{V}{1000} . ps + \frac{1000 - V}{1000} p_0 ; \qquad p_m - p_0 \simeq \delta = \frac{V}{1000} . (p_s - p_0),$$

p_0, p_s et p_m étant les polarisations par centimètre cube de l'eau pure, du soluté pur et de la solution molaire, et V le volume molaire (M/d = masse molaire/densité) du soluté organique à l'état de liquide pur.

Cette formule, préconisée par Oster (1), ne rend cependant pas compte des résultats observés, pour la simple raison que le volume moléculaire des substances en solution diffère souvent sensiblement de leur volume molaire à l'état de liquide pur.

Mais il ne suffit pas de remplacer simplement, dans la formule envisagée, le volume molaire V du liquide pur par le volume molaire apparent $\overline{V}$ (qui se confond avec le volume molaire partiel en solution infiniment diluée), comme l'avait suggéré Oster (*loc. cit.*). Car, s'il est vrai que le volume du solvant aqueux déplacé par une mole de soluté sera égal à $\overline{V}$ — la polarisation déplacée

donc à $p_0 \overline{V}$ — *la polarisation introduite dans le mélange avec une mole de soluté ne sera pas égale à* $p_s \overline{V}$, mais bien à $p_s(V^2/\overline{V})$.

L'hypothèse que nous venons de formuler est fondée sur un fait d'expérience observé par Danforth ([2]), concernant le glycérol : soumis à des pressions élevées, sa constante diélectrique augmente en même temps que sa densité, et *le rapport* $(D - 1)/d^2$ *demeure sensiblement constant de* 1 *à* 8 000 atm., comme en témoignent les données du tableau qui suit.

Constante diélectrique (D) *et densité* (d) *du glycérol soumis à des pressions élevées* (30° C). Constance du rapport $(D - 1)/d^2$.

Pression (atm.).	D.	d.	$\frac{(D-1)}{d^2}$.	
1	42,8	1,254	26,58	
500	43,9	1,274	26,43	
1 000	44,8	1,287	26,44	
2 000	46,4	1,312	26,375	26,48 ± 0,10
4 000	49,1	1,349	26,43	
6 000	51,6	1,380	26,57	
8 000	53,8	1,410	26,56	
12 000	57,6	1,470	26,20	

En généralisant cette relation, nous allons considérer que lorsqu'un soluté organique subit dans l'eau une modification de volume (équivalente à une modification de densité) allant de V à $\overline{V}$, sa polarisation par unité de volume, qui était p_s dans le liquide pur, devient $p_s(V^2/\overline{V}^2)$ dans le mélange, si bien que sa polarisation molaire partielle y sera $\overline{V} p_s(V^2/\overline{V}^2) = p_s(V^2/\overline{V})$. Ainsi, dans cette hypothèse, la polarisation d'une solution molaire sera donnée par

$$1\,000\,\delta = \overline{V} p_0 - \frac{V^2}{\overline{V}} p_s. \tag{1}$$

D'où l'on tire

$$\overline{V} = \frac{1\,000\,\delta + \sqrt{(1\,000\,\delta)^2 + 4 p_0 p_s V^2}}{2 p_0}. \tag{2}$$

Dans le tableau suivant, on voit d'abord que le glycérol, comme le butanol tertiaire et le nitrométhane, subit en solution (infiniment diluée) dans l'eau une diminution de volume relativement faible de 2,25 cm³/mole, à 20° C. Or, *ce résultat de la théorie est en parfait accord avec le résultat d'interpolation des données expérimentales de Gerlach* ([6]), concernant la contraction apparente des solutions aqueuses de glycérol en fonction de la concentration.

La diminution de volume affectant le méthanol, le propanol, le glycol, l'acétate d'éthyle et l'acétonitrile apparaît être uniformément de 4,5 cm³/mole (celle de l'éthanol de 5,5 cm³), tandis que celle touchant l'éther est de 9 cm³/mole.

Évaluation à l'aide de l'équation (2), du volume molaire partiel des substances organiques en solution (infiniment diluée) dans l'eau

($D_0 = 80,37$ à 20°C et à 78,54 à 25°C).

		D.	δ.	V.	$\overline{V} - V$.
Nitrométhane	(5).....	36,6 (25°C)	−2,0	53,96	− 2,25
Butanol tertiaire	(3).....	9,9 »	−6,3	94,92	− 2,25
Glycérol	(3).....	41,14 (20°C)	−2,6	73,01	− 2,25
Glycol éthylénique	(3).....	38,66 »	−1,8	55,90	− 4,5
Méthanol	(3).....	32,35 »	−1,425	40,49	− 4,5
Éthanol	(3).....	25,00 »	−2,645	58,36	− 5,5
Propanol	(3).....	20,81 »	−4,00	74,80	− 4,5
Isopropanol	(3).....	18,62 »	−4,32	76,54	− 4,25
Acétonitrile	(5).....	37,5 »	−1,7	52,50	− 4,5
Acétate d'éthyle	(4).....	6,02 (25°C)	−5,76	98,5	− 4,5
Acétate de méthyle	(5).....	6,68 »	−5	79,88	− 6,0
Éther diéthylique	(5).....	4,33 (20°C)	−7,17	103,90	− 9,0
Acétone	(3).....	19,1 (25°C)	−3,06	73,98	−13,0
Pyridine	(5).....	12,3 »	−4,15	80,88	−13,0
Aniline	(5).....	6,89 (20°C)	−7,74	91,52	+12,0
p-Dioxane	(3).....	2,21 (25°C)	−7,75	85,60	+15,0

Le cas de l'acétone et de la pyridine mérite une attention spéciale. Ces corps organiques à groupes polaires dépourvus d'atomes d'hydrogène montrent une diminution de volume en solution de 13 cm³/mole, comme le prévoit la théorie de Traube pour les liquides non associés.

Enfin, l'aniline et le *p*-dioxane augmentent, au contraire, notablement leur volume dans l'eau, de 12 et 15 cm³/mole. Nous ne saurions pas, à l'heure actuelle, décider s'il s'agit d'un réel accroissement de volume apparent en solution (auquel cas l'expérience directe devrait le confirmer), ou bien si ces corps forment des hydrates définis au sein de l'eau, créant ainsi une cause supplémentaire pour la diminution de la constante diélectrique de la solution, l'eau d'hydratation « irrotationnellement liée » étant soustraite à la polarisation d'orientation ([1]).

Mais quoi qu'il en soit des interprétations particulières, nous voyons que la règle de mélange proposée permet de mettre à profit les mesures de constante diélectrique des solutions pour l'étude du comportement des substances organiques à l'état dissous dans l'eau.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

([1]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 2036.
([2]) *J. Phys. Rev.*, 38, 1931, p. 1224.
([3]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 54, 1932, p. 4125.
([4]) *Trans. Faraday Soc.*, 1936, p. 247.
([5]) *Ber. Chem. Ges.*, 67, 1934, p. 1985.
([6]) *Chem. Industr. London*, 7, 1884, p. 277.

(*Laboratoire de Biochimie physique*, 16, *rue Claude-Bernard, Paris*).

ÉLECTROCHIMIE. — *Influence de divers constituants sur un équilibre électrochimique*. Note de MM. **Jean Brenet** et **Jean-Paul Gabano**, présentée par M. Louis de Broglie.

On étudie des équilibres oxydoréducteurs dans lesquels peuvent intervenir des éléments réactionnels autres que le pH. On en tire des conséquences pour l'étude du comportement électrochimique des solides à partir des diagrammes thermodynamiques dans le cas de solutions aqueuses ou non.

Si nous considérons un équilibre électrochimique quelconque sous la forme

$$\Sigma a_i A_i + n e = 0,$$

la condition d'équilibre se traduit par la relation connue entre potentiels chimiques des constituants A_i et le potentiel d'oxydoréduction E :

$$\Sigma a_i \mu_i + n \mathrm{FE} = 0.$$

Si μ_i peut s'exprimer en fonction de l'activité de chaque terme réactionnel A_i par l'expression classique

$$\mu_i = \mu_{0,i} + \mathrm{RT} \operatorname{Log} [A_i[$$

nous obtenons pour E, une expression

$$\mathrm{E} = \mathrm{E}'_0 - 2,3 \frac{\mathrm{RT}}{n\mathrm{F}} \Sigma a_i p\mathrm{A}_i,$$

en posant par analogie avec le pH, $p\mathrm{A}_i = -\log_{10}[\mathrm{A}_i]$, E'_0 étant un terme constant.

En faisant alors varier un terme A_j en maintenant les autres termes $[A_i]$ constants, avec $i \neq j$, et à pression, volume et température constants, nous obtenons une relation de la forme

$$\mathrm{E}_{\mathrm{A}_j} = \mathrm{E}' - 2,3 \frac{\mathrm{RT}}{n\mathrm{F}} a_j p\mathrm{A}_i.$$

Dans ces conditions nous pouvons tracer les diagrammes d'équilibre $\mathrm{E}_{\mathrm{A}_j} - p\mathrm{A}_i$ dont un cas particulier connu (1) est celui des diagrammes E — pH. Nous obtenons ainsi une relation générale permettant d'étudier l'influence d'un constituant réactionnel sur un équilibre oxydoréducteur. Un cas particulièrement important est relatif au comportement électrochimique d'une phase solide dans un système hétérogène. Pour un métal par exemple, nous pouvons envisager son comportement théorique vis-à-vis d'une solution aqueuse ou non aqueuse contenant un élément corrodant dont l'influence peut être prépondérante vis-à-vis de l'influence sur pH. On peut même envisager le cas où l'influence du pH est totalement négligeable.

De plus, les termes $\partial \mathrm{E}/\partial p\mathrm{A}_i$ déterminés expérimentalement nous donnent les

rapports $a_j/_n$. Dans le cas particulier d'une réaction dépendant de deux ions, ce rapport peut être atteint facilement. Cette méthode (²) a été appliquée en particulier à des équilibres entre les différentes variétés de bioxydes de manganèse et des solutions aqueuses contenant des ions H^+ et Mn^{2+}. Les équilibres ainsi établis permettent de justifier les potentiels d'oxydoréduction observés effectivement pour les variétés dites actives (cas de MnO_2 gamma). De plus ces équilibres montrent une relation possible entre le comportement électrochimique de ces variétés actives et l'activité catalytique. On peut saisir plus spécialement l'importance de l'acidité protonique de ces oxydes qui intervient, au moins pour une part, dans les réactions de catalyse et de dépolarisation (³).

Enfin, pour les diagrammes généraux $E_{A_i} - pA_i$ nous pouvons envisager leur application à des solutions non aqueuses contenant des éléments dissociés, et établir alors des conditions thermodynamiques d'équilibre. L'étude des phénomènes aux électrodes, par exemple, dans les cas des dissolutions anodiques, peut être ainsi reprise sur des bases plus théoriques.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(¹) M. Pourbaix, *Thermo. Solu. diluées*, Béranger, Paris, 1945.

(²) J.-P. Gabano et J.-P. Brenet, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, (sous presse).

(³) J.-P. Brenet, 7ᵉ *Réunion du C. I. T. C. E.*, Madrid, 1956, Butterworth ed., Londres (sous presse).

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur la recristallisation discontinue des alliages aluminium-cuivre*. Note de Mᵐᵉ **Christiane Renon** et M. **Jean Calvet**, présentée par M. Maurice Roy.

Dans les alliages Al-Cu, suffisamment laminés après mise en solution et trempe, en abaissant la température de recristallisation on passe toujours de la croissance continue à la croissance discontinue des grains dès qu'apparaît la précipitation. Ce fait, sans doute assez général, est à l'origine de certaines textures hétérogènes; on doit aussi en tenir compte pour modifier dans un sens voulu la recristallisation.

Ayant rencontré la recristallisation discontinue, ou croissance exagérée de certains cristaux, dans des alliages laminés du type RR 57, on a étudié ce phénomène dans les alliages Al-Cu très purs, de teneur en cuivre allant de 2,5 à 12 %. On a trouvé que dans tous ces alliages, mis en solution longtemps à diverses températures et trempés, pour qu'après laminage à froid au cours d'un recuit isotherme ultérieur apparaisse la recristallisation discontinue, il suffit, de façon tout à fait générale, qu'une double condition fondamentale soit réalisée :

a. Degré de laminage assez grand (par exemple réduction d'épaisseur supérieure à 12 % environ pour l'alliage à 7 % Cu mis en solution à 537°);

b. Température de recristallisation inférieure à la température de mise

en solution avant laminage et en même temps inférieure à la température de solubilité complète pour la teneur en cuivre de l'alliage considéré, autrement dit circonstances telles qu'il y ait précipitation durable au cours du recuit.

Il faut toutefois prolonger le temps de chauffage d'autant plus que le degré de laminage est plus faible et la température de recristallisation plus basse.

Le phénomène dominé ici dans un alliage par la précipitation a, dans l'ensemble, le même aspect que lorsqu'il est dominé par la texture dans certains métaux purs; mais le contraste dans la taille des cristaux diminue beaucoup pour les plus fortes teneurs en cuivre.

Voici l'essentiel des faits expérimentaux qui ont conduit à formuler la règle ci-dessus.

Un alliage de teneur quelconque mis en solution à une température inférieure à son point de solubilité complète, trempé, puis laminé, doit précipiter de façon durable lorsqu'on le fait recristalliser à toute température plus basse qu'à la mise en solution. Dans les alliages Al-Cu cette précipitation s'observe en fait, au microscope optique, pour un abaissement de 1 à 3 degrés. Alors, pour un intervalle de moins de 1 degré, à un développement faible de la précipitation correspond un bouleversement complet de la recristallisation. A température plus élevée, les cristaux, d'une certaine taille, exempts de précipitation, grossissent toujours progressivement par croissance continue. Ils sont brusquement remplacés par des cristaux plus petits, montrant une précipitation, à croissance ralentie, au milieu desquels après une période d'induction, apparaît toujours et se développe la recristallisation discontinue. Si l'on fait recristalliser l'alliage de plus en plus bas, à mesure que la précipitation augmente l'apparition de la recristallisation discontinue est de plus en plus retardée, et surtout son développement se ralentit jusqu'à devenir tout à fait incomplet, mais le phénomène subsiste dans un intervalle de température toujours étendu, pouvant atteindre 50° environ.

Si l'alliage est mis en solution à une température plus élevée que son point de solubilité complète et, de même, trempé et laminé, il ne commence à précipiter de façon durable que lorsque la température de recristallisation est abaissée au niveau correspondant à la solubilité. L'expérience montre que, cette fois, c'est seulement lorsqu'on atteint cette température qu'apparaît toujours le changement brusque précédemment décrit du mode de recristallisation.

Les figures 1 et 2 traduisent schématiquement quelques résultats.

Dans la figure 1, tout se passe comme il vient d'être dit lorsqu'après mise en solution à la température indiquée par le tiret horizontal on fait

recristalliser les alliages à 4,5 ou à 6 % Cu aux diverses températures repérées sur la ligne verticale pointillée correspondante.

La figure 2 montre qu'après mise en solution à 545° si l'on tient compte du mode de recristallisation observé aux diverses températures, il apparaît, pour les alliages de teneur inférieure à 5,65 % (solubilité à 545°), deux domaines dont la séparation reproduit la courbe de solubilité. Les très

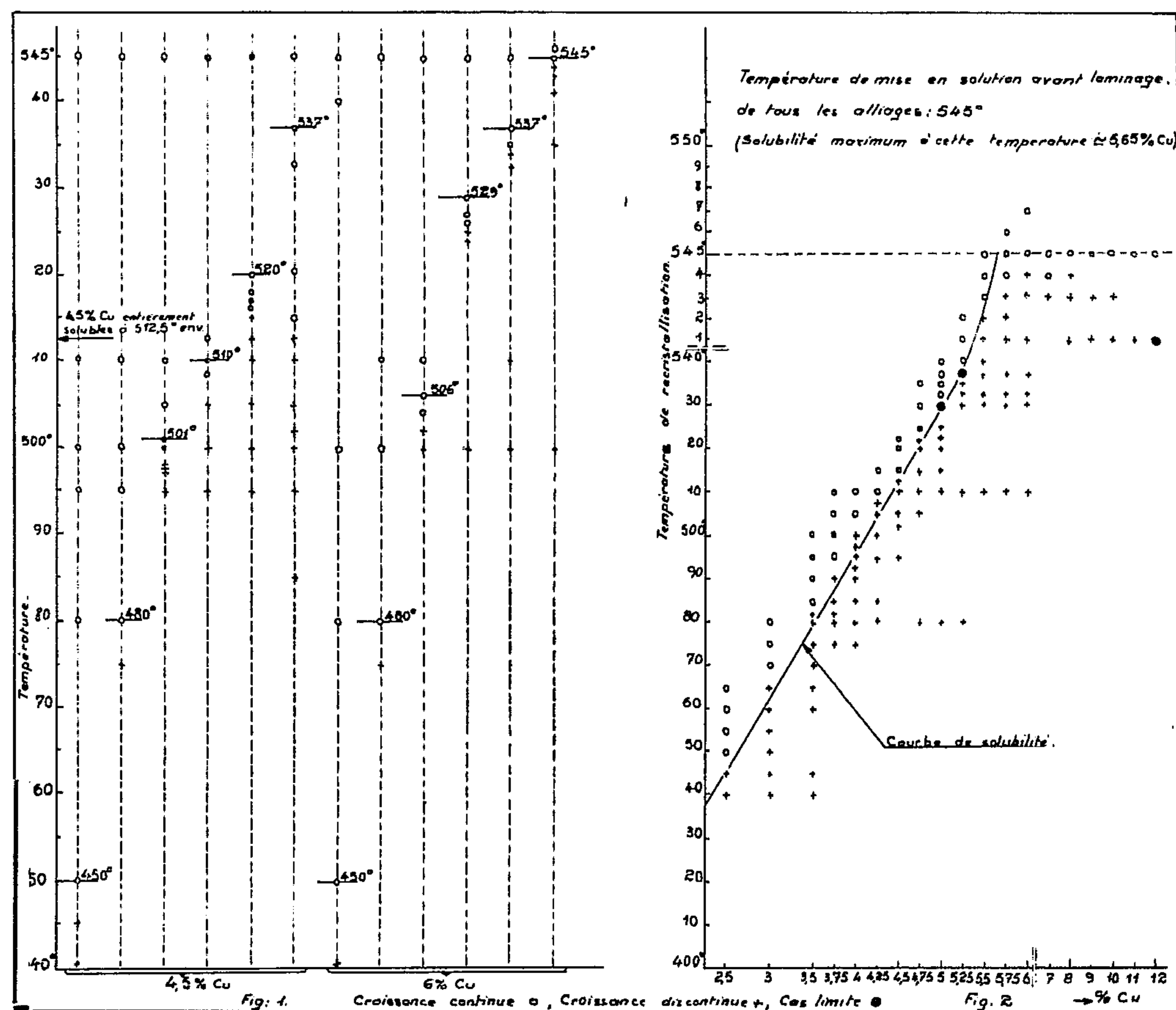


Fig. 1. Croissance continue o, Croissance discontinue +, Cas limite ● Fig. 2

faibles écarts observés correspondent à l'existence dans l'épaisseur des tôles d'un faible gradient de concentration de la solution solide qui est un souvenir de la ségrégation inverse de solidification du lingot. De plus, pour tous ces alliages à gradient de composition, la règle du changement brusque de la recristallisation dès le début de la précipitation explique l'apparition constante au voisinage de la température de solubilité d'une recristallisation hétérogène se transformant en fonction du temps de chauffage.

Ce qui a été établi joue un rôle important au cours de la recristallisation

dans un gradient de température, et s'étend sans doute aussi à beaucoup d'autres alliages. On peut en tirer un moyen, soit de préparer des grands cristaux par une méthode autre que l'écrouissage critique, soit, à l'inverse, de produire des tôles exemptes de toute recristallisation discontinue en évitant d'abaisser, et de préférence en élevant, les températures des recristallisations successives en cours de fabrication.

PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Étude de l'anisotropie optique des molécules en chaîne : effet de la longueur des chaînes et effet de champ interne.* Note (*) de M. **Gilbert Weill**, transmise par M. Gabriel Foëx.

L'étude par diffusion de la lumière de l'anisotropie optique d'une chaîne macromoléculaire permet de mettre en évidence le nombre de chaînons en dessous duquel la chaîne n'est pas de Gauss. La variation de la composante H_v en fonction de l'indice du solvant fait apparaître un effet d'anisotropie du champ interne.

Dans la théorie classique de la diffusion de la lumière par les macromolécules en solution diluée, on assimile la molécule diffusante à celle d'un gaz parfait dont la polarisation serait la différence entre celle du soluté et celle du solvant. Si l'on généralise au cas où la molécule est anisotrope et si l'on appelle Δp_1 et Δp_2 les moments supplémentaires principaux dus à la présence des macromolécules assimilées à des molécules de Langevin, les composantes polarisées de la lumière diffusée peuvent se mettre sous la forme [1]

$$V_v = \frac{16\pi^4}{R^2\lambda^4}\left[\left(\frac{\Delta p_1 + 2\,\Delta p_2}{3}\right)^2 + \frac{4}{5}\left(\frac{\Delta p_1 - \Delta p_2}{3}\right)^2\right],$$

$$H_v = \frac{16\pi^4}{R^2\lambda^4}\,\frac{3}{5}\left(\frac{\Delta p_1 - \Delta p_2}{3}\right)^2.$$

Alors que V_v dépend de la somme des polarisabilités, donc de l'incrément d'indice de réfraction du soluté dans le solvant et est proportionnel à la masse moléculaire, la composante H_v ne dépend que de la différence des polarisations principales de la molécule, c'est-à-dire du mode d'enchaînement des éléments monomères anisotropes (anisotropie de structure) et de l'effet du champ interne (anisotropie de forme).

Nous avons étudié le facteur de Rayleigh relatif à la composante H_v de la lumière diffusée pour une série de fractions de polystyrolène polymérisé en solution dans CCl_4 et dont les masses moléculaires mesurées dans le benzène par diffusion de la lumière après correction de l'effet de dépolarisation sont données dans le tableau suivant :

N° de la fraction	Brut.	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
Masse moléculaire	3 500	13 000	5 100	3 550	2 700	1 300	830	800

Les mesures du facteur de Rayleigh ont été effectuées en lumière naturelle ($\lambda = 5461$ Å) sur le photogoniodiffusomètre de Wippler et Scheibling ([2]) en utilisant le benzène comme étalon ($R = 16,3.10^{-6}$). Les mesures du facteur de dépolarisation en lumière naturelle (ρ_u) et verticalement polarisée (ρ_v) ont été mesurées sur un appareil comportant un dispositif de Cornu et un système de détection de la différence des intensités polarisées par multiplicateur d'électrons et amplificateur accordé qui sera décrit par ailleurs ([3]). On a vérifié

— que la relation $\rho_u = 2\rho_v/1 + \rho_v$ était satisfaite;

— que la valeur mesurée de ρ_u permettait de recalculer la répartition angulaire expérimentale de la lumière diffusée à partir de la valeur obtenue à 90° ce qui élimine la possibilité de lumière fluorescente;

— que le calcul de la composante H_v relative au soluté par la relation $H_{v\,\text{soluté}} = H_{v\,\text{solution}} - \Phi H_{v\,\text{solvant}}$, où Φ est la fraction en volume du solvant ne permettait de mettre en évidence aucune variation significative de la quantité H_v/c avec la concentration c, tant dans le cas de petites molécules (styrolène, tétraline) que dans celui du polymère. Aussi avons-nous calculé la moyenne des valeurs H_v/c pour chacune des expériences.

Nous avons étudié systématiquement la variation de H_v/c avec : 1° la masse moléculaire; 2° l'indice de réfraction du solvant.

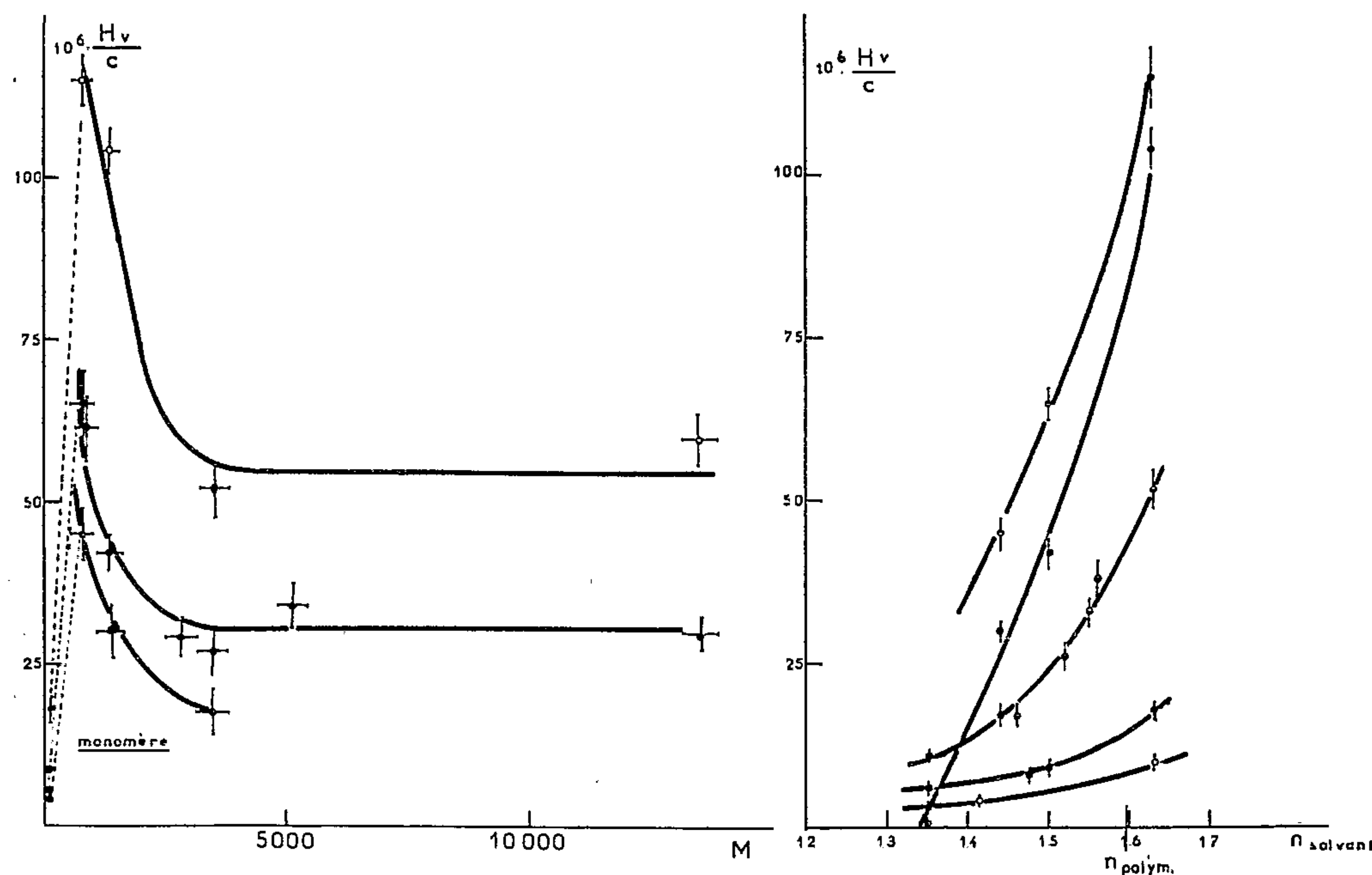


Fig. 1.   Fig. 2.

Fig. 1. — Variation de H_v/c (ml/g) avec la masse moléculaire polystyrolène dans ○ CS_2, ● C_6H_6, ◒ dioxane.

Fig. 2. — Variation de H_v/c avec l'indice du solvant.
● styrolène; ○ tétraline; ◒ polystyrol F_3,
◑ polystyrol F_5; ◓ polystyrol F_7.

Les résultats obtenus sont groupés dans les figures 1 et 2.

La théorie prévoit une invariance de la quantité H_v/c avec la masse moléculaire pour une chaîne de Gauss. On voit sur la figure 1 que ce comportement est respecté pour les degrés de polymérisation supérieurs à 30. L'étude de cette valeur limite comparée à celle du monomère ainsi que l'étude de la variation dans le domaine non gaussien sont susceptibles de fournir des renseignements quantitatifs sur la rigidité de la chaîne (4).

La figure 2 montre une variation beaucoup plus rapide de H_v/c dans le cas du polymère que dans le cas de petites molécules (styrolène, tétraline). En supposant qu'on peut décomposer l'anisotropie des molécules en deux termes, l'un d'anisotropie de structure variant avec l'indice du solvant comme dans le cas d'une petite molécule, l'autre de champ interne dépendant de la différence des indices du polymère et du solvant, ces résultats s'interprètent qualitativement de la facon suivante :

La chaîne de polystyrolène ayant une anisotropie négative (5) le terme de structure sera négatif et le terme de forme positif, de telle sorte que leur somme diminuera rapidement lorsque l'indice du solvant s'écarte de celui du polymère ($n \simeq 1,6$). Nous avons entrepris l'étude d'un polymère à anisotropie de structure positive où les deux termes doivent être de même signe. On notera que l'anisotropie de forme semble être indépendante de la masse moléculaire pour des chaînes suffisamment longues, résultat qui confirme ceux obtenus par biréfringence d'écoulement (5).

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) H. Benoit et G. Weill, *Conférence générale*, *Symposium Int. Chimie macromol.*, Prague, 1957.

(2) *J. Chim. Phys.*, 51, 1954, p. 201.

(3) G. Weill, *J. Phys. Rad.* (sous presse).

(4) H. Benoit, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 687.

(5) Tsvetkov, *J. Pol. Sc.*, 23, 1957, p. 151.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Influence de l'isomérie de position sur le comportement polarographique des dérivés monosubstitués du thiophène et de la pyridine.* Note (*) de MM. **Jean Tirouflet** et **Étienne Laviron**, présentée par M. Marcel Delépine.

Étude polarographique systématique des dérivés hétérocycliques monosubstitués sur les différents sommets. L'ordre relatif des $E_{1/2}$ (en valeur absolue) est en général le suivant : thiophène, $2 < 3$; pyridine, $4 \leqq 2 < 3$. Possibilités de dosage sélectif d'isomères. Anomalies des pyridinaldéhydes.

Malgré la complexité de la réduction polarographique (1) il est souvent possible de relier les potentiels de demi-vague aux autres constantes physico-

chimiques. Cette prévision est particulièrement aisée si l'on soumet un squelette benzénique ou thiophénique à des effets électroniques locaux ([2]). Pour élargir le champ des prévisions nous avons étudié systématiquement l'influence de l'isomérie de position sur le comportement polarographique des dérivés monosubstitués du thiophène et de la pyridine.

Les polarogrammes ont été tracés à des pH compris entre 1 et 13 dans des tampons de Prideaux-Ward contenant 10 % d'alcool. Le tableau I indique les valeurs absolues de $E_{1/2}$(volts, E. C. S.) à pH 2 (sauf indication contraire) pour la vague principale des dérivés monosubstitués :

TABLEAU I.

Nature de la fonction réductible.	Position thiophène. 2.	3.	pyridine. 2.	3.	4.
NO_2	0,23 ([a])	0,32	0,12	0,21	–
CHO	0,99	1,06	(0,47)	(0,76)	(0,42)
($H_3C\overset{+}{N}RCHO$) ([b])	–	–	(0,41)	(0,71)	(0,46)
CH=NOH	0,87	0,85	0,69	0,82	0,64
$COCH_3$	1,09	–	0,55	0,87	0,53
$C(CH_3)$=NOH	0,91	–	0,75	0,86	0,62
Br	1,51	2,14 ([c])	–	–	–
pK_A	5,72 ([d])	6,23 ([d])	1,04	2,11	1,86

([a]) Les valeurs concernant la série 2 du thiophène et celles des pyridinaldéhydes ont été indiquées précédemment ([6]).

([b]) Pour l'aldéhyde quaternisée à pH 2 le courant limite est très faible et $E_{1/2}$ est mal défini.

([c]) Électrolyte support $(C_2H_5)_4NBr$.

([d]) Réf. ([4]).

Si l'on considère un hétérocycle donné, l'ordre relatif des $E_{1/2}$ est souvent indépendant de la nature de la fonction réductible. Pour le *thiophène* les dérivés 2 se réduisent en général plus facilement que les dérivés 3. Toutefois le dosage sélectif d'un mélange de deux isomères n'est possible que pour les dérivés halogénés : la vague du bromo-2 thiophène est en effet facilement observable dans un électrolyte à base d'ions alcalins, celle du bromo-3 n'apparaît qu'en présence d'ions ammonium quaternaires.

Pour la *pyridine* on retrouve l'analogie bien connue entre les sommets 2 et 4. Les valeurs relatives au sommet 3 sont presque toujours très supérieures à celles des deux autres sommets et l'on peut doser sélectivement le dérivé 3 en présence des deux autres isomères pour CHO, CH=NOH, $COCH_3$ et $C(CH_3)$=NOH.

Relation entre les $E_{1/2}$ et les autres grandeurs physicochimiques. — En l'absence de données précises sur l'énergie de la plus basse orbitale électronique libre, on peut essayer de relier les $E_{1/2}$ à des grandeurs plus accessibles : pK des acides et énergie de polarisation des sommets correspondants. Le tableau I montre

qu'une fonction donnée se réduit en général d'autant plus facilement que l'acide correspondant est plus faible. Le choix du pK de référence ne souffre pas de difficulté pour le thiophène, mais l'existence des formes zwitterions pour les acides de la pyridine oblige à envisager des valeurs différentes selon le milieu. Les pK_A du tableau I correspondent à l'équilibre



$$H\overset{+}{N}RCOOH \rightleftharpoons H\overset{+}{N}RCOO^- + H^+,$$

les pK_D du tableau II à l'équilibre



$$NRCOOH \rightleftharpoons NRCOO^- + H^+ \quad (^3).$$

La corrélation entre les pK_D et les $E_{1/2}$ semble disparaître pour le sommet 2. Ce résultat doit être attribué à une diminution anormale de la force de l'acide picolique par chélation, ce facteur n'intervenant pas dans le processus de réduction.

Tableau II. — $E_{1/2}$ à pH 7,9.

	Position sur la pyridine		
	2.	3.	4.
$E_{1/2}COCH_3$	0,98	1,23	0,90
$E_{1/2}C(CH_3)=NOH$	1,28	–	1,03 ([b]) 1,55 ([c])
$E_{1/2}NO_2$	0,47	0,50	–
pK_D	4,12	3,75	3,44
Énergie de polarisation([a])	2,16	2,54	2,2

([a]) Pour une attaque nucléophile; ([b]) Vague I; ([c]) Vague II.

Nous avons recherché dans les différents cas une relation de la forme $\Delta E_{1/2h,i} = \rho\sigma_{h,i}[\sigma_{h,i}$ étant le σ de Hammett relatif à la position i de l'hétérocycle h ([4]), ([5])]. La corrélation est acceptable pour les dérivés nitrés et l'on obtient $\rho = 0,17$ V. Cette valeur est comparable à celle observée dans la série des nitrobenzènes substitués ($\rho = 0,16$ V) ([2]); mais les autres séries semblent échapper à toute relation quantitative.

Cas des pyridinaldéhydes et des sels de pyridinium correspondants. — L'anomalie, déjà signalée pour le courant de diffusion des pyridinaldéhydes ([6]) ne se retrouve pas pour les cétones correspondantes. Cette anomalie peut être attribuée soit à une catalyse basique de la réaction de recombinaison, soit à la variation du pourcentage de la forme hydratée en fonction du pH. Pour confirmer cette deuxième hypothèse nous avons quaternisé les pyridinaldéhydes. L'entité réductible est alors la même quel que soit le pH et le courant de diffusion correspondant reste très faible même en milieu alcalin. Ce résultat confirme donc l'hypothèse que l'un de nous avait émise précédemment ([6]).

La plupart des composés étudiés ont été préparés d'après les données de la bibliographie. Le 3-thiophénaldéhyde, obtenu par action du N.N-diméthyl-

formamide sur le 3-thiényllithium (7) nous a été fourni par S. Gronowitz. Les résultats détaillés pour tous les pH et les détails expérimentaux seront publiés ultérieurement.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) P. DELAHAY, *New Instrumental methods in electrochemistry*, Int. Publ., New-York, 1954, p. 83.

(2) J. TIROUFLET, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 274; J. TIROUFLET et J. P. CHANE, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 500.

(3) R. W. GREEN et H. K. TONG, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1955, p. 4896.

(4) S. OAE et C. C. PRICE, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 2547.

(5) H. H. JAFFE, *J. Chem. Phys.*, 20, 1952, p. 1554.

(6) J. TIROUFLET, P. FOURNARI et J. P. CHANE, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1799.

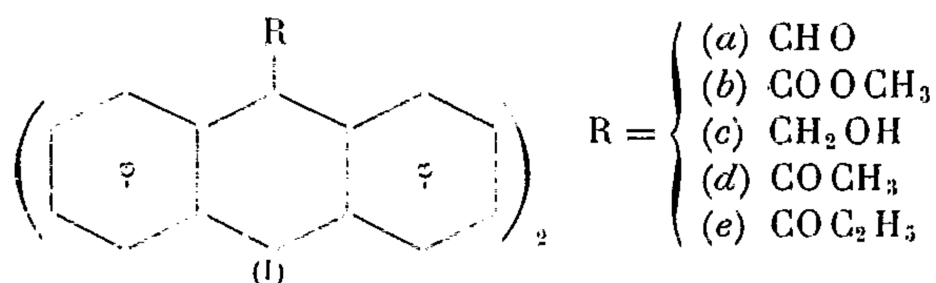
(7) S. GRONOWITZ, *Arkiv för Kemi*, 8, 1955, p. 446.

(Faculté des Sciences, Dijon.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Obtention et réduction d'un nouveau photopolymère anthracénique.* Note (*) de MM. **RAYMOND CALAS** et **ROBERT LALANDE**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le butylone-9_1 anthracène donne un photopolymère assez facilement soluble dont l'hydrogénation conduit à l'alcool correspondant. Ce composé a été d'autre part synthétisé par photopolymérisation du butylol-9_1 anthracène obtenu par réduction de la cétone initiale. Le dihydro-9.10 butylone-9_1 anthracène est préparé par réduction du butylone-9_1 anthracène avec le zinc et l'ammoniaque.

Les réactions effectuées sur les photopolymères anthracéniques sont peu nombreuses à cause de la faible solubilité de ces composés et de leur dépolymérisation sous l'action de la chaleur. A notre connaissance, les seules transformations réalisées sont les réductions des photopolymères de l'anthraldéhyde (I *a*) et de l'ester méthylique de l'acide-9 anthroïque (I *b*) qui conduisent au photopolymère de l'hydroxyméthyl-9 anthracène (I *c*) (1).

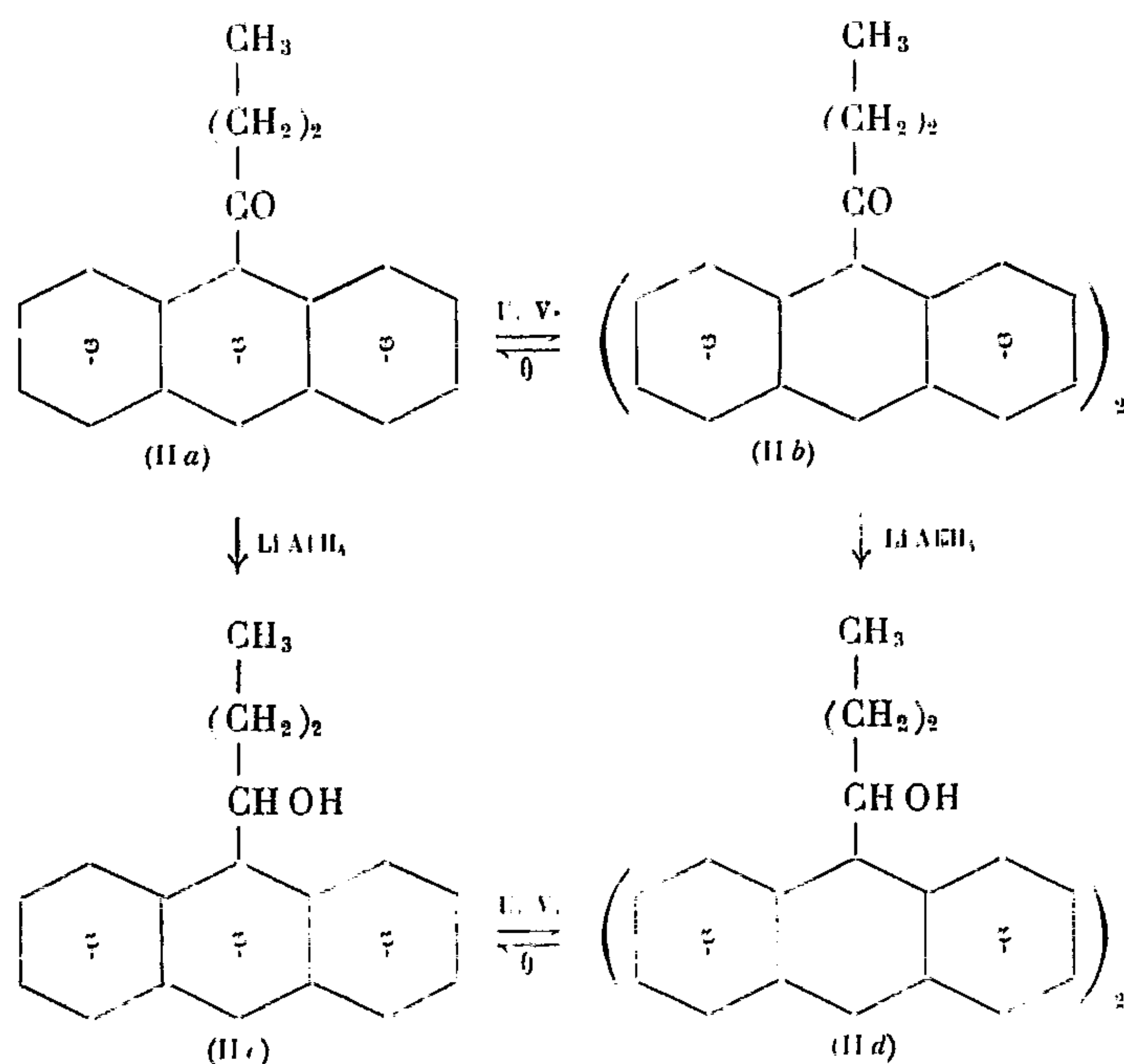


Dans l'étude des cétones mésoanthracéniques, nous avons constaté que le photopolymère du propylone-9_1 anthracène (I *e*) était plus soluble que celui de l'éthylone-9_1 anthracène (I *d*), ce qui rendait la détermination de la masse moléculaire, par ébulliométrie, possible encore que difficile (2), (3). Cette solubilité plus élevée étant vraisemblablement en relation avec la

longueur de la chaîne, nous avons synthétisé l'homologue supérieur : le butylone-9_1 anthracène (II *a*).

Ce dérivé est préparé suivant la méthode de Friedel et Crafts dans les conditions précisées pour les cétones précédentes ([1]). Après avoir séparé une certaine quantité d'anthracène, on isole par distillation (É 195° sous 1 mm), un produit huileux dont la cristallisation, difficile, dans l'alcool, conduit au butylone-9_1 anthracène, jaune pâle, F 58°,5 (trouvé %, C 87,13; H 6,76; O 6,56; calculé %, C 87,10; H 6,45; O 6,45). Par hydrogénation de ce composé avec le zinc et l'ammoniaque, on prépare le dihydro-9.10 butylone-9_1 anthracène, huileux; semi-carbazone F 197-198°.

La photopolymérisation de (II *a*) en solution à 6 % dans le méthanol donne (II *b*) (trouvé %, C 86,36; H 6,46; calculé %, C 87,10; H 6,45) avec un rendement de 40 % en 48 h. Nous avons déterminé facilement la masse moléculaire de ce polymère par ébulliométrie dans le benzène (trouvé 514, calculé 496), sa solubilité étant très supérieure à celle de (I *e*). Il fond vers 245° en régénérant le monomère.



Cette grande solubilité nous a permis de préparer par hydrogénation de (II *b*), au reflux d'une solution éthéro-benzénique, en présence de $LiAlH_4$, l'alcool correspondant (II *d*) (Rdt 80 %), F 270° (trouvé %, C 86,66; H 7,22; O 6,37; calculé %, C 86,40; H 7,20; O 6,40), pratiquement insoluble dans les divers solvants organiques.

Nous avons confirmé ce résultat en identifiant (II *d*) au produit obtenu

par photopolymérisation (Rdt 50 % en 24 h) du butylol-9_1 anthracène (II *c*). Ce dernier composé, blanc, F 99° est préparé (Rdt 90 %) par hydrogénation de (II *a*) au moyen de $LiAlH_4$, (trouvé %, C 86,39; H 7,21; O 6,40; calculé %, C 86,40; H 7,20; O 6,40).

Par fusion (II *d*) redonne l'alcool monomère.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) F. D. Greene, S. L. Misrock et J. R. Wolfe, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 3852.

(2) R. Calas, R. Lalande et Mlle C. Verrier, *Bull. Soc. Chim.*, 1952, p. 434.

(3) R. Lalande, *Thèse*, Bordeaux, 1955, p. 62.

(4) I. G. Farbenindustrie, Brevet français n° 633.071, 1928.

(*Faculté des Sciences de Bordeaux.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'iboxygaïne, nouvel alcaloïde de l'Iboga.* Note de MM. **Robert Goutarel, François Percheron** et **Maurice-Marie Janot**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'iboxygaïne a été retirée par chromatographie des alcaloïdes totaux d'un Iboga provenant d'une plantation ancienne du Gabon. La formule brute $C_{20}H_{26}O_2N_2$ et la présence d'une chaîne C—CHOH—CH_3 permettent de proposer la formule II dérivée de celle de l'ibogaïne.

Nous avons récemment étudié les racines d'un Iboga originaire du Gabon. Ces racines de grosse taille provenaient d'une ancienne plantation, le sujet ayant atteint les proportions d'un arbre. Les alcaloïdes totaux ont été extraits des écorces de racines et la teneur trouvée de 4,7 %. Ces alcaloïdes dissous dans le benzène ont été chromatographiés sur alumine. L'élution par le benzène conduit aux alcaloïdes déjà connus : ibogaïne, ibogamine et tabernanthine. L'élution par l'éther permet ensuite d'isoler un nouvel alcaloïde qui cristallise directement par concentration de sa solution éthérée, alcaloïde pour lequel nous proposons le nom d'*iboxygaïne* (0,26 %).

L'iboxygaïne, F 234°, $[\alpha]_D - 5°$ ($CHCl_3$) est une base peu soluble dans les solvants usuels, alcools méthylique, éther, benzène. Elle cristallise en aiguilles blanches dans l'acétate d'éthyle.

L'iboxygaïne répond à la formule $C_{20}H_{26}O_2N_2$: calculé %, C 73,59; H 8,03; N 8,58; O 9,80; trouvé %, C 73,4; H 8,0; N 8,5; O 10,0. Un groupe OCH_3 est présent : OCH_3, calculé %, 9,55; trouvé % 9,1. Le second oxygène appartient à un groupe OH, mais l'hydrogène mobile n'a pu être dosé, étant donné la faible solubilité du produit dans les solvants habituellement utilisés. Le spectre ultraviolet est celui des dérivés du méthoxy-5 indole, λ_{max}, 228 mμ ($\log\varepsilon$ 4,46); 288 ($\log\varepsilon$ 4,0). Le spectre infrarouge est très voisin de celui de l'ibogaïne dans les régions de 6,1 et 6,3 μ ainsi que dans les régions de 12 à

13 μ correspondant au benzène trisubstitué; il présente dans la région de 3,2 à 3,6 μ une bande d'absorption correspondant à la vibration OH.

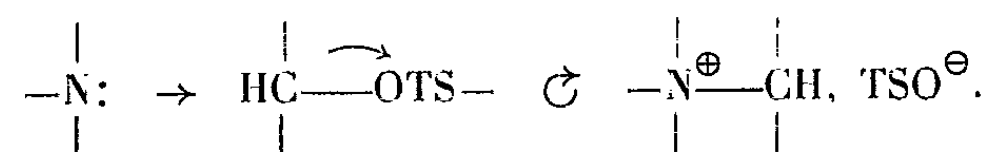
Un groupe C—CH_3 est quantitativement dosable par la méthode de Kuhn-Roth : CH_3, calculé %, 4,60; trouvé %, 4,60. La chromatographie sur papier des acides obtenus par oxydation chromique montre *la présence du seul acide acétique*, ce qui élimine la possibilité d'une chaîne éthyle dans la molécule. Le groupe OH appartient à un hydroxyle alcoolique secondaire, ce qui est démontré par l'obtention d'une cétone, non cristallisée, dont le spectre infrarouge présente une bande C=O, à 5,9 μ. Cette vibration peut correspondre aussi bien à une cétone faisant partie d'un cycle hexa ou heptatomique qu'à une cétone aliphatique. L'enchaînement C—CHOH—CH_3 est démontré par la formation d'iodoforme par oxydation par l'iode en milieu alcalin.

L'iboxygaïne ne possède pas de double liaison hydrogénable par le platine réduit, en solution alcoolique.

Ces résultats permettent de proposer pour l'iboxygaïne la formule II dérivée de la formule de l'ibogaïne récemment acquise ([1]).

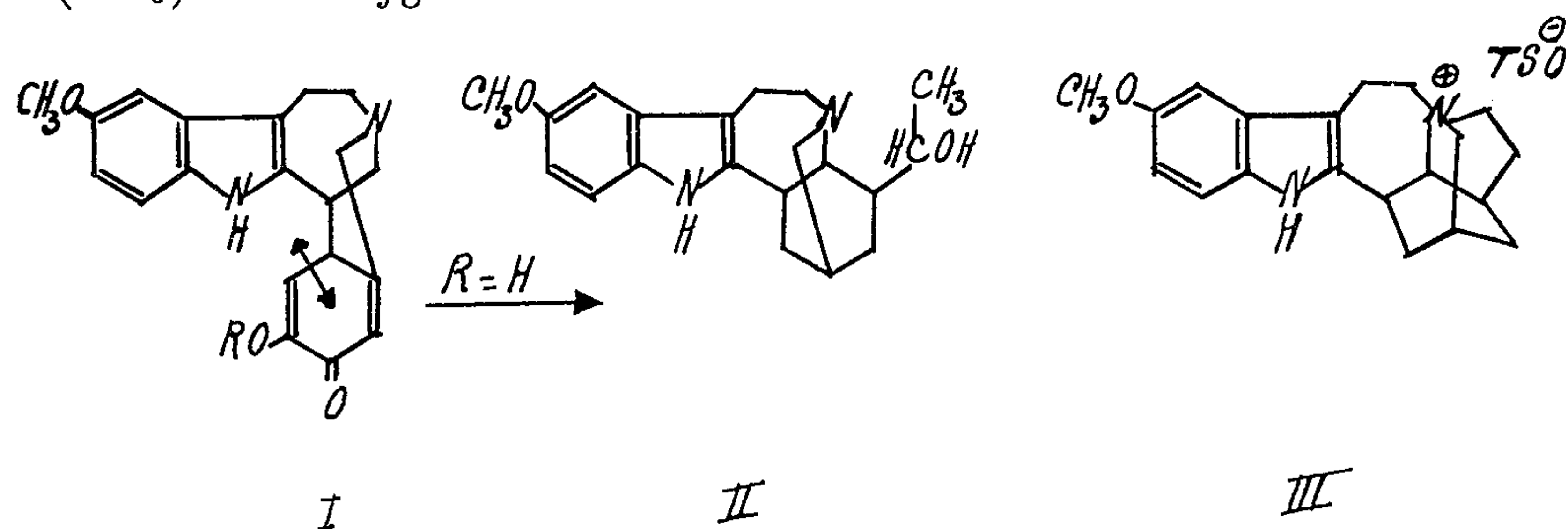
Par action du chlorure de l'acide paratoluène sulfonique, dans la pyridine, l'iboxygaïne conduit à un composé ayant les caractères du toluène-sulfonate d'une base *ammonium quaternaire*. Ce tosylate cristallise directement dans la pyridine, immédiatement après la dissolution, en aiguilles blanches F 257°, solubles dans l'eau, insolubles dans l'éther et le chloroforme. La base ne peut être que difficilement extraite par le chloroforme après alcalinisation par la soude de la solution aqueuse.

La solution aqueuse donne par addition d'iodure de sodium un précipité d'iodure de la base quaternaire. Enfin, l'ion « tosyle » est caractérisé par les bandes d'absorption dans l'infrarouge à 8,56, 8,95, 9,71, 9,94 μ et par passage sur une colonne échangeuse d'ions (I. R. 120), qui permet d'identifier dans l'éluat l'acide *p*-toluène sulfonique F 104°. Le tosylate répond à la formule brute $C_{27}H_{32}O_4N_2S$: calculé %, C 67,48; H 6,71; S 6,66; trouvé %, C 68,0; H 6,7; S 6,8. Cette réaction est comparable à celle signalée dans l'action du chlorure de l'acide toluène sulfonique sur le réserpate de méthyle et est considérée comme une élimination concertée de l'ion « tosyle » par quaternarisation de l'atome d'azote basique tertiaire ([2])



Dans le cas de l'iboxygaïne, il est difficile d'imaginer la formation d'un cycle tétratomique à partir de la formule (II). Il est plus vraisemblable que le groupe méthyle de l'iboxygaïne participe par transposition à la formation d'un cycle à cinq éléments conduisant à la formule (III), très facile à construire à partir des modèles moléculaires. En effet, par la méthode de Kuhn-Roth, *un*

seul groupe C—(CH_3) est difficilement dosable dans le tosylate d'iboxygaïne (trouvé %, 1,49; calculé %, 3,12). Ce groupe C(CH_3) correspond vraisemblablement à celui de l'ion tosyle, ce qui postule la disparition du groupe C(CH_3) de l'iboxygaïne.



La formule (II) de l'iboxygaïne s'accorde bien avec l'hypothèse biogénétique que nous avons récemment proposée ([3]) pour les alcaloïdes de l'iboga et qui peut être étendue aux alcaloïdes bis-indoliques. On peut supposer que le produit (I) formé par condensation de la tryptamine et de la dioxyphénylalanine subit une rupture selon le schéma indiqué, favorisée par la forme monocétonique (I).

La présence d'une chaîne C—CHOH—CH_3 dans l'iboxygaïne, doit permettre, si la formule (II) est confirmée, de déterminer la configuration de la chaîne éthyle de l'ibogaïne.

([1]) W. I. Taylor, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 3298.

([2]) C. F. Huebner et E. Wenkert, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 4180.

([3]) F. Percheron, A. Le Hir, R. Goutarel et M.-M. Janot, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1141.

(*Faculté de Pharmacie, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action catalytique des échangeurs d'ions dans la condensation de Knœvenagel à partir d'œnanthacétal et de cyanacétate d'éthyle.* Note de M. **Pierre Mastagli** et Mlle **Germaine Lagrange**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans le présent travail, nous montrons que les échangeurs de cations et d'anions, mélangés intimement, jouent chacun leur rôle, indépendamment l'un de l'autre. Les échangeurs de cations catalysent l'hydrolyse de l'œnanthacétal en alcool et œnanthol, alors que les échangeurs d'anions catalysent la condensation de l'œnanthol sur le cyanacétate d'éthyle.

Dans une Note précédente ([1]), nous avons étudié l'action d'un mélange d'échangeurs de cations et d'anions sur un œnanthacétal et le benzaldéhyde.

Nous avions abouti à l'aldéhyde α-amylcinnamique. D'autre part, l'un de nous avait étudié l'action catalytique des échangeurs d'anions dans la réaction de Knœvenagel [2].

Nous avons donc pensé que, dans le cas d'un mélange d'œnanthacétal et de cyanacétate d'éthyle, en présence d'échangeurs de cations et d'anions, il y aurait d'abord hydrolyse de l'œnanthacétal en alcool de départ et œnanthol par l'action des échangeurs de cations, puis condensation de l'œnanthol sur le cyanacétate d'éthyle par l'action des échangeurs d'anions pour aboutir à l'œnanthylidène-cyanacétate d'éthyle et à l'œnanthylidène-dicyanacétate d'éthyle.

Nous avons travaillé en faisant réagir différents œnanthacétals sur le cyanacétate d'éthyle en présence d'un échangeur de cations fort (I. R. 120) et d'un échangeur d'anions fort (I. R. 410). Une première méthode consistait à chauffer les produits dans un ballon à distiller et à éliminer l'alcool qui se formait par distillation, mais des décompositions partielles nous conduisaient à des produits difficilement séparables par distillation. Nous avons donc chauffé pendant 6 h à reflux en présence de dioxane. En effet, nous avons remarqué qu'il est indispensable de maintenir la température du mélange à 100-110°. Cependant dans le cas du dibutylœnanthacétal, l'alcool butylique obtenu au cours de la réaction, grâce à son point d'ébullition, suffit à maintenir la température à 100-110° qui nous semble la plus propice.

Dès que la réaction est terminée, on sépare les échangeurs de cations et d'anions par simple filtration, on les lave à l'alcool méthylique et l'on distille.

Nous notons ici les résultats les plus importants obtenus dans ce travail.

	Quantités mises en réaction (g).				Rendements (%).	
			Échangeurs			
	Acétal.	Cyanacétate d'éthyle.	cations.	anions.	Œnanthylidène cyanacétate d'éthyle.	Œnanthylidène dicyanacétate d'éthyle.
Dibutylœnanthacétal	50	46	10	10	21,2	4,5
Diisoamylœnanthacétal	35	29	6	6	31,7	3,6
Di-(α-éthylbutyl)-œnanthacétal	25	16	4	4	13,5	4,3
Diheptylœnanthacétal	55	40	10	10	16,2	4,3

Il semble en conclusion que :

1° Le rendement en œnanthylidènedicyanacétate d'éthyle est à peu près constant;

2° Le rendement en œnanthylidènecyanacétate d'éthyle est maximum pour les alcools inférieurs (butylique, isoamylique), alors que pour les alcools supérieurs (α-éthylbutylique, heptylique) ce rendement est le même aux erreurs d'expérience près;

3° La température de 100-110° semble être la plus favorable.

En résumé, nous avons vérifié une fois de plus que l'échangeur de cations ne gênait en rien l'action de l'échangeur d'anions mais que l'un et l'autre jouaient leur rôle respectif. Le premier hydrolyse l'acétal selon l'équation (1) et le second condense l'aldéhyde libéré sur les deux H mobiles du cyanacétate d'éthyle selon les équations (2) et (3).

(1) $$CH_3-(CH_2)_5-CH\begin{matrix}\diagup OR\\ \diagdown OR\end{matrix} \xrightarrow[\text{Acide}]{\text{I. R. 120}} CH_3-(CH_2)_5-CHO + 2ROH$$

(2) $$CH_3-(CH_2)_5-CHO + \underset{\displaystyle CN}{\underset{|}{CH_2}}-COOC_2H_5$$

$$\xrightarrow[\text{Basique}]{\text{I. R. 410}} CH_3-(CH_2)_5-CH=\underset{\displaystyle CN}{\underset{|}{C}}-COOC_2H_5 + H_2O$$

(3) $$CH_3-(CH_2)_5-CHO + 2\underset{\displaystyle CN}{\underset{|}{CH_2}}-COOC_2H_5$$

$$\xrightarrow[\text{Basique}]{\text{I. R. 410}} CH_3-(CH_2)_5-CH\begin{matrix}\diagup \underset{\displaystyle CN}{\underset{|}{CH}}-COOC_2H_5\\ \diagdown \underset{\displaystyle CN}{\underset{|}{CH}}-COOC_2H_5\end{matrix} + H_2O$$

(1) P. MASTAGLI et G. LAGRANGE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 207.

(2) MASTAGLI, LAMBERT et ANDRIC, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 796.

(*Laboratoire de Chimie organique, Institut catholique de Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Alcoxydiarylacétaldoximes et alcoxydiaryléthylamines*. Note de MM. **Roger Perrot** et **Pierre Wodey**, présentée par M. Marcel Delépine.

Des publications récentes décrivant la préparation et la réduction des nitrosochlorures sans mentionner les travaux antérieurs nous incitent à rassembler ici quelques-uns de nos résultats.

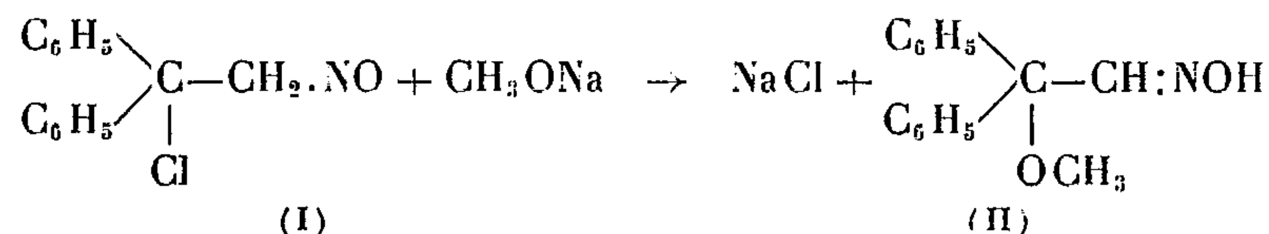
Nous avons déjà montré dans des Notes précédentes (1) qu'il est possible dans les conditions ordinaires de température et de pression, ou sous pression vers 50° C, d'hydrogéner des nitrosochlorures à état de chlorhy-

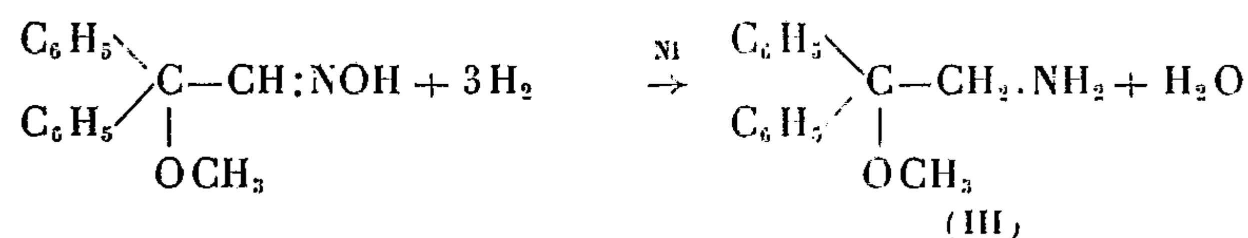
drates d'amines au moyen de nickel de Raney dans l'alcool méthylique.

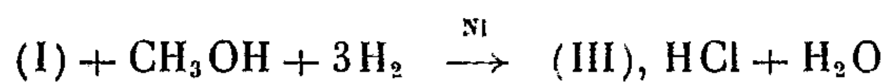


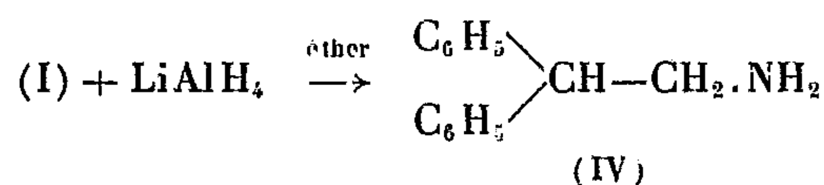
(R′ peut être un groupe aryle, alcoyle ou un atome d'hydrogène).

En appliquant cette technique au nitrosochlorure du diphényl-1.1 éthylène (I) déjà décrit par l'un de nous ([2]), nous avons obtenu, non pas le chlorhydrate de l'amine correspondante (IV), mais le chlorhydrate de l'éther méthylique de l'aminoalcool dont la base libre (III) peut être préparée facilement de la façon suivante : le nitrosochlorure (I), traité par du méthylate de sodium, est converti en méthoxydiphénylacétaldoxime (II) qui se sépare à l'état solide par simple dilution avec de l'eau ([2]). Cette oxime est réduite en amine (III), soit en présence de nickel de Raney, soit par l'aluminohydrure de lithium.









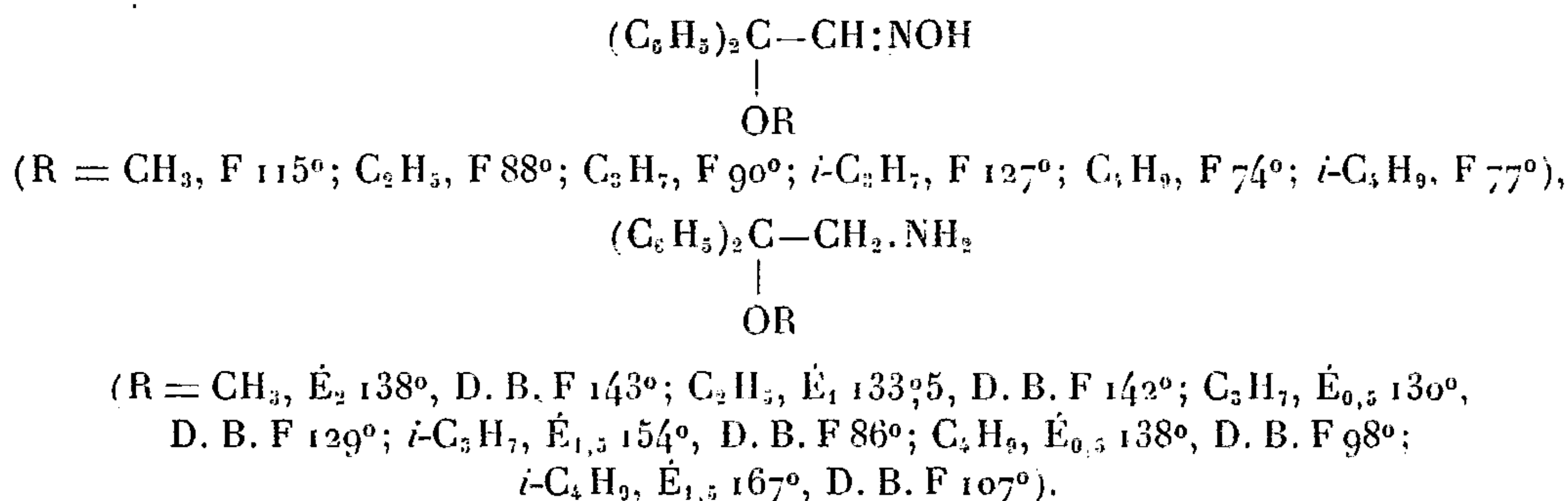
La mobilité de l'atome de chlore du nitrosochlorure est telle que ce dernier subit rapidement en présence de méthanol une alcoolyse génératrice de (II) et d'acide chlorhydrique qu'on peut doser exactement par de la soude caustique ou du nitrate d'argent. Les nitrosochlorures de certains autres diaryléthylènes réagissent de la même façon.

Beaucoup d'alcools se comportent comme le méthanol. Le mode opératoire décrit est une méthode générale d'obtention d'alcoxydiarylacétaldoximes ([3]).

Les nitrosochlorures sont dissous, par agitation, dans 5 à 30 fois leur poids d'alcool. Après dilution avec beaucoup d'eau, le lait formé tout d'abord se résout en fins cristaux en l'espace de quelques heures. Il n'est pas indispensable de neutraliser la solution. Si l'alcool est insoluble dans l'eau, on l'évapore sous pression réduite après l'avoir neutralisé et lavé. Les oximes sont le plus souvent cristallisées dans la ligroïne.

Hydrogénation catalytique. — Nous avons procédé à l'hydrogénation des alcoxydiphénylacétaldoximes en présence de nickel dans le méthanol. On obtient avec un rendement de 70 à 80 % les alcoxydiphényléthylamines qui sont des liquides visqueux, sauf le premier terme qui fond vers 35°, et dont nous avons préparé les chlorhydrates et les dérivés benzoylés (D. B.) identiques à ceux obtenus directement par hydrogénation des nitrosochlorures dans les différents alcools.

Hydrogénation des nitrosochlorures en diaryléthylamines. — L'emploi du dioxane comme milieu d'hydrogénation ne semble pas favorable; l'acide acétique souvent utilisé pour l'hydrogénation en présence de platine ne donne pas de résultats satisfaisants, il réagit lui-même avec les nitrosochlorures. Un bon procédé est la réduction par $LiAlH_4$ en milieu éthéré. En une seule opération il se produit l'hydrogénolyse de l'atome de chlore et la réduction du groupe nitroso (ou isonitroso) génératrices d'amine (IV), caractérisée par son dérivé benzoylé identique au dérivé benzoylé de l'amine obtenue par hydrogénation des diarylacétonitriles.



$(C_6H_5)_2C(OR)-CH{:}NOH$

($R = CH_3$, F 115°; C_2H_5, F 88°; C_3H_7, F 90°; i-C_3H_7, F 127°; C_4H_9, F 74°; i-C_4H_9, F 77°),

$(C_6H_5)_2C(OR)-CH_2.NH_2$

($R = CH_3$, $É_2$ 138°, D. B. F 143°; C_2H_5, $É_1$ 133°,5, D. B. F 142°; C_3H_7, $É_{0,5}$ 130°, D. B. F 129°; i-C_3H_7, $É_{1,5}$ 154°, D. B. F 86°; C_4H_9, $É_{0,5}$ 138°, D. B. F 98°; i-C_4H_9, $É_{1,5}$ 167°, D. B. F 107°).

Dérivé benzoylé de la diphényléthylamine (IV), F 143-144° (4).

(1) R. Perrot et R. Holbein, *Bull. Soc. Chim.*, 1951, p. 578 et *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2627; R. Perrot et P. Wodey, *Bull. Soc. Chim.*, 1951, p. 797 et *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 100.

(2) R. Perrot, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 494; *Thèse*, Paris, 1939.

(3) Le brevet américain n° 2.496.198 du 31 janvier 1950, de D. Butterbaugh, postérieur à nos premiers travaux, décrit des alcoxyisobutyraldoximes.

(4) J. Lévy et P. Gallais, *Bull. Soc. Chim.*, 43, 1928, p. 862.

(*Faculté des Sciences de Besançon.*)

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Étude radiocristallographique du protoxyde d'ytterbium.* Note (*) de MM. Jean-Claude Achard et Georges Tsoucaris, présentée par M. Charles Mauguin.

Les protoxydes de samarium (SmO) et d'europium (EuO), déjà décrits par Eick (1) et Ellinger (2), ont été préparés par l'un de nous suivant une méthode

nouvelle [3] [4] : les protoxydes constituent le distillat résultant du traitement par le carbone, à haute température et sous vide, des sesquioxydes : Sm_2O_3 et Eu_2O_3.

Cette dernière méthode a été aussi appliquée à l'ytterbium, autre élément à caractère divalent de la famille des terres rares. Le traitement de Yb_2O_3 par le carbone donne le protoxyde YbO.

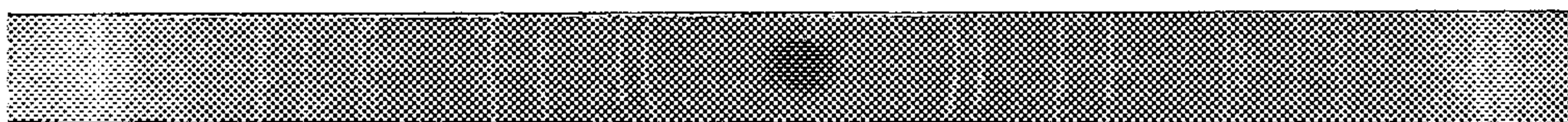
Préparation. — L'oxyde trivalent mélangé à 20 ou 30 % de carbone et comprimé sous forme de pastille, est placé en creuset de carbone dans une enceinte de quartz où peut être réalisé un haut vide malgré le dégagement gazeux résultant de la réaction de réduction. Le creuset de carbone, chauffé par induction à haute fréquence, est surmonté d'un condenseur métallique refroidi par un courant d'eau. C'est sur le condenseur qu'est recueilli le protoxyde.

Plusieurs opérations de réduction, effectuées dans des conditions différentes (température du creuset variant de 1300 à 1450°C, pression 10^{-3} à quelques dixièmes de millimètre de mercure, proportion de carbone de 20 à 30 %) conduisent au même composé.

Analyse chimique. — La proportion de carbone des échantillons soumis à l'analyse radiocristallographique est de l'ordre de 1 %.

Les échantillons, calcinés à 700°C dans l'air donnent l'oxyde Yb_2O_3; l'augmentation de poids au cours de cette transformation permet de définir le rapport atomique O/Yb du produit initial. Il est égal à $1 \pm 0,1$, ce qui l'identifie sensiblement au protoxyde.

Analyse radiocristallographique. — Le diagramme de poudre de ce composé est reproduit par la figure 1.



Les cristaux appartiennent au système cubique à faces centrées, le paramètre est $a = 4,86 \pm 0,02$ Å.

Le tableau I donne :

d_{hkl}, distances des plans réticulaires;

I_0, intensités estimées visuellement et multipliées par $e^{B \sin^2\theta/\lambda^2}$;

I_c, intensités calculées d'après la formule $I_c = F^2_{hkl} LP.N.A$ pour un modèle de formule YbO et du type ClNa, où LP est le facteur de Lorentz-polarisation; N la multiplicité des raies; A le coefficient d'absorption calculé pour $\mu r = 20$; B le facteur de température égal à 0,45 Å^2 [5].

Réduction du protoxyde. — Le protoxyde (colonne A du tableau II) obtenu par le traitement au carbone, soumis à une nouvelle distillation en creuset de tantale sous une pression de 10^{-5} mm Hg, fournit un distillat qui, selon les

conditions opératoires, est soit un mélange de métal et de protoxyde (colonne B), soit de métal pur (colonne C).

TABLEAU I.

hkl.	d_{hkl}.	I_c.	I_0.
111	2,809	343	290
200	2,430	331	340
220	1,716	417	370
311	1,463	452	520
222	1,405	194	220
400	1,215	123	350
331	1,113	378	220
420	1,089	361	470
422	0,091	510	510
511 / 330	0,933	617	670
440	0,860	424	570
531	0,821	2 056	1 930
600 / 442	0,812	1 836	1 850

TABLEAU II.

A. Protoxyde YbO.	B. Protoxyde YbO + Yb métal.	C. Yb métal.	D. Hermann Yb métal.	E. Yb métal.
–	3,13	3,13	3,16	3,13
2,78	2,72	2,72	2,74	2,72
2,42	2,41	–	–	–
–	1,93	1,94	1,94	1,94
1,71	1,71	–	–	–
–	1,65	1,65	1,65	1,65
–	1,57	1,57	1,58	1,58
1,46	1,46	–	–	–
1,39	1,40	1,37	1,37	1,37
–	1,26	1,25	1,26	1,25
–	1,22	1,22	1,23	1,22
1,21	1,21	–	–	–
1,11	1,11	1,12	1,12	1,12
1,08	1,08	–	–	–
–	1,05	1,05	1,06	1,05
0,99	0,99	0,96	0,971	0,968
0,93	0,93	–	–	–
–	0,92	0,92	0,928	0,926
–	0,91	0,91	0,915	0,913
0,85	0,85	0,87	0,868	0,866
0,82	0,82	0,83	0,837	0,836
0,81	0,81	0,82	0,828	–
–	–	–	0,792	–

Le diagramme de poudre de ce métal donne des distances réticulaires qui sont en accord satisfaisant avec :

— les distances réticulaires mentionnées par Hermann [6] en 1955 (colonne D);

— les distances réticulaires de l'ytterbium métallique préparé par distillation à partir d'un mélange $Yb_2O_3 + La$ (colonne E).

Conclusion. — Ces observations nous conduisent à admettre l'existence d'un oxyde inférieur d'ytterbium répondant à la formule YbO.

Le rayon de l'ion bivalent Yb^{++} déduit de la structure cubique à faces centrées du type ClNa est $r_{Yb^{++}} = 1,08$ Å.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) Eick, Baenziger et Eyring, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 5147.

(2) Ellinger et Zachariasen, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 5650.

(3) J. C. Achard, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3059.

(4) J. C. Achard, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1064.

(5) *Internationale Tabellen zur Bestimmung von Kristal structuren*, p. 585.

(6) K. H. Herrmann, A. H. Daane et F. H. Spedding, *U. S. A. E. C.*, I. S. C., 702.

GÉOLOGIE. — *Sur les directions de la fracturation thermale.*

Note (*) de M. **Jean-Paul Destombes**, présentée par M. Pierre Pruvost.

L'étude des directions de la fracturation thermale, dans quatre bassins français, indique que les fissures ascendantes actuelles des eaux minérales sont de directions transverses aux grandes fractures tertiaires. Sans donner à cette notion la valeur d'une idée générale, il est intéressant de constater que les gisements et indices de magnésite des Pyrénées occidentales sont alignés dans une direction normale aux directions des plis hercyniens locaux; l'âge de cette minéralisation est post-triasique.

Les fissures d'émergence des eaux minérales sont souvent peu apparentes en surface. Cela tient surtout au fait que des dépôts minéraux, apportés par les eaux, encroûtent les griffons; de plus, ceux-ci sont souvent recouverts de maçonneries créant l'occultation nécessaire au rendement maximum du gisement.

Ayant été appelé à conseiller un certain nombre de recaptages dans des régions très différentes, j'indiquerai brièvement les caractères de la fracturation qui me sont apparus aux émergences naturelles, lors des travaux.

a. Bourbon-Lancy (Saône-et-Loire) (1). — La grande faille orientale des Limagnes, à l'Ouest du Morvan, orientée Nord-Sud, s'infléchit brusquement en direction S 60° W, sur une centaine de mètres, aux bains de Bourbon-Lancy, se moulant sur un dyke de microgranite injecté de quartz. Cette direction aberrante est celle des venues thermales, repérée lors de la mise à sec, en 1953, du puits principal, dit du Lymbe. A l'Ouest du dyke et des quatre captages qui s'alignent parallèlement à lui les couches

tertiaires sont effondrées. Les courbes gravimétriques soulignent l'importance de cette direction aberrante en profondeur.

b. Vals-les-Bains (Ardèche) ([2]). — Les puits et les griffons non captés, où l'observation a été permise, présentent des diaclases ouvertes en direction Nord-Ouest, par où ils s'alimentent en eaux minérales et d'où émanent des moffettes de gaz carbonique. Cette direction Nord-Ouest est perpendiculaire à la grande faille tertiaire des Cévennes; c'est également celle des dykes de basaltes des Coirons, d'âge récent, dont la liaison profonde est évidente avec les venues de gaz carbonique qui détendent les eaux en les minéralisant.

c. Alet-les-Bains (Aude) ([1]). — Les deux venues hydrominérales, de beaucoup les plus importantes, s'alignent en direction subméridienne, normale aux grandes cassures Est-Ouest, d'âge pyrénéen, du Mouthoumet. La dépression topographique créée par l'Aude, qui coule en direction du Nord, à 200 m à l'Ouest de ces sources et en contrebas, ne provoque que des venues mineures, montrant ainsi le peu d'importance au point de vue hydrominéral de ce type d'accident Est-Ouest.

d. Ax-les-Thermes (Ariège) ([1]). — Le recaptage du puits Viguerie a permis d'observer, sous 3 m d'alluvions torrentielles, consolidées en béton naturel (« tapp ») par de la silice colloïdale d'origine hydrominérale, la fracture thermale majeure de ce puits. Elle est dirigée au Nord, ainsi que le suggérait l'alignement méridien des quatre établissements thermaux et fontaines sulfureuses de la ville. Cette direction est perpendiculaire au grand accident tertiaire de Mérens. Celui-ci recoupe l'Ariège à angle droit à l'amont d'Ax-les-Thermes sans donner lieu, au fond de la vallée, à des venues hydrominérales. Par contre, des griffons d'eaux sulfureuses sont situés beaucoup plus haut, en altitude, sur la rive droite, en liaison avec des accidents méridiens, et sans aucune relation directe, comme à Alet, avec les grands accidents tertiaires Est-Ouest.

On constate donc, dans les quatre régions étudiées, l'absence de relations concrètes entre les derniers accidents tertiaires et la fracturation thermale; par contre, celle-ci est toujours dirigée transversalement par rapport à eux. L'enracinement, en profondeur des accidents minéralisateurs actuels, peut-être encore vivants, en directions complémentaires des grandes fractures tertiaires, paraît donc être un fait commun à ces quatre gisements.

On pourrait étendre cette idée, si l'on en croit la bibliographie, à d'autres bassins hydrominéraux, tels que Vichy, La Bourboule et Bourbon l'Archambault ([3]).

Certaines minéralisations métallifères des Pyrénées, post-tectoniques comme le sont les massifs de roches cristallines, acides ou basiques, auxquels on peut les lier génétiquement à la fin du cycle hercynien, se situent dans des directions aberrantes par rapport aux lignes tectoniques hercyniennes,

rappelant les faits signalés ci-dessus pour les venues hydrominérales actuelles par rapport aux lignes tectoniques tertiaires.

Les six indices ou gisements de magnésite (CO_3Mg) des Pyrénées occidentales s'alignent, en territoires basque, français et espagnol, en direction Est-Nord-Est, subperpendiculaire aux lignes hercyniennes régionales. Il s'agit ici de phénomènes extrêmement tardifs « dans le cycle hercynien », puisque le Muschelkalk est intéressé par la minéralisation (4).

Le rôle des filons « croiseurs », où les différents types de minéralisations sont souvent beaucoup plus riches que dans les filons directionnels, peut s'interpréter, dans différents cas, comme étant celui de fractures nourricières. A Sentein notamment, en Ariège, il peut apparaître qu'une grande fracture Nord-Sud, qui provoque la dépression du col frontière de la Hourquette, est à l'origine des gîtes stratiformes de sulfures de la mine du Bentaillou, au Nord, et des gîtes filoniens espagnols du port d'Uretz, au Sud.

Dans ces derniers cas, comme dans celui des eaux minérales, on constate que ce sont seuls les jeux ou rejeux tardifs du manteau, en direction transverse et souvent normale aux directions tectoniques principales du cycle orogénique précédent, qui conditionnent la minéralisation.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) J.-P. Destombes, Rapports inédits B. R. G. G. M.

(2) J.-P. Destombes, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 1957 (sous presse).

(3) L. de Launay, *Recherche, captage et aménagement des sources thermominérales*, Paris, Baudry, 1899, 1 vol. in-8°.

(4) J.-P. Destombes, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, (6), 6, 1956, p. 461-476.

(Bureau de Recherches géologiques, géophysiques et minières.)

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Existence et modalités du ruissellement sous forêt dense de Côte-d'Ivoire.* Note de M. **Gabriel Rougerie**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La présence du couvert forestier n'interdit pas le ruissellement; sa nature, combinée avec des facteurs climatiques, pédologiques et topographiques, se borne à lui imprimer un style particulier.

La forêt équatoriale, ou tropicale humide, qui couvre la moitié méridionale de la Côte-d'Ivoire est, dans l'état de nature, une formation remarquablement ouverte au niveau du sol. Le pourcentage des plantes ligneuses va de 90 %, dans les formations hygrophiles, à 85 % dans les formations mésophiles. Le couvert dense des frondaisons, essentiellement fournies

entre 20 et 30 m, entraîne une compétition vers la lumière, traduite par des tiges élancées; la faible luminosité est défavorable aux herbes. Il n'existe ainsi aucun tapis végétal au sol. Les rares individus herbacés forment des touffes discontinues et à développement vertical et non horizontal. Même dans les marges mésophiles, les formations graminéennes, plus nombreuses, ne sont pas jointives.

Ainsi, plus une forêt est intacte et plus le sol est libre : une forêt secondaire, ou une formation broussailleuse repoussant sur un défrichement, assurent une meilleure protection. Parmi les forêts intactes, ce sont les plus hygrophiles sur sols bons rétenteurs d'eau (mais non marécageux), dont le sol est le mieux dégagé.

Une abondante litière est abandonnée, mais la défeuillaison répartie sur toute l'année et l'action intensive des Termites ne permettent pas la formation d'épais manteaux saisonniers de feuilles mortes; l'hétérogénéité des peuplements et les conditions climatiques et bactériennes entraînent, d'autre part, une minéralisation rapide de la matière végétale : il n'existe pas de profond horizon superficiel passant progressivement des feuilles aux matières en cours de décomposition, puis au sol minéral chargé d'humus.

Malgré cette pauvreté en humus, les sols sont dans l'ensemble perméables, en raison, soit de structures acquises des phénomènes de latéritisation, soit d'une texture localement liée à certaines roches-mères cristallines, soit de l'appauvrissement des horizons superficiels en argile sous l'effet du lessivage.

Ils sont cependant tous susceptibles d'acquérir une pseudo-imperméabilité pendant les chutes de pluie. Par suite de leurs fortes intensités, elles apportent brutalement plus d'eau que le sol n'en peut absorber dans l'instant; la forêt, dès que les voûtes sont trempées, n'atténue en rien l'ampleur des chutes : l'eau coule des feuilles plutôt qu'elle ne s'en égoutte.

Ces phénomènes d'engorgement temporaire sont à la base du style que revêt le ruissellement. L'eau s'étale en flaques qui commencent à glisser avec des pentes de 3 à 5° : il y a ruissellement en films. Le phénomène repose toutefois sur un équilibre précaire entre faits d'engorgement et d'infiltration. Qu'une plage de sol mieux protégée soit sèche, qu'un ressaut accidente la pente, et l'infiltration l'emporte, le ruissellement s'étouffe. Que des films se télescopent, entrent dans une zone mieux arrosée, passent sur un sol mieux imbibé, et le glissement se poursuit. La dynamique est ainsi foncièrement discontinue, faite d'une multitude de films glissant individuellement et se relayant.

Malgré cela le ruissellement par relais intéresse à peu près toute la surface du sol. Il conserve ce caractère pelliculaire et ce large développement latéral, parce que rien ne commande la concentration. L'expansion s'effectue librement, en taches d'huile; lorsqu'il y a ébauche de concentration, c'est

à l'aval des obstacles verticaux, là où se font des turbulences dans la masse des films. Le ruissellement en filets est ainsi exceptionnel sous forêt, tandis qu'il est la règle en savane, où, comme en forêts extratropicales à sol couvert, l'eau est canalisée dans les hiatus du tapis végétal.

En dynamique normale de forêt tropicale humide, les filets, lorsqu'ils existent, vont en divergeant. Les caractères des pluies, ceux des reliefs et ceux des manteaux d'altération en sont responsables. En effet, les chutes sont habituellement plus brèves et plus brutales que sous les climats tempérés. Le pays, établi sur vieille plate-forme, offre rarement de longues pentes permettant un approvisionnement accru et plus stable. Enfin, dans les sols meubles et profonds, l'infiltration reprend ses droits, dès que cesse le déséquilibre entre l'apport de la chute de pluie et la capacité d'absorption.

Le plancher de la forêt dense se trouve ainsi affecté, à peu près dans son ensemble, par une multitude d'épisodes de ruissellement, discontinus dans le temps et dans l'espace, modelant le sol par l'effet de multiples lames et films liquides.

Un travail mécanique certain en résulte, caractérisé par l'exportation des éléments les plus fins des manteaux d'altération et par le façonnement d'une foule de petites marches qui répondent au caractère anarchique de ce type de ruissellement.

Les résultats qui viennent d'être exposés et qui sont tirés d'observations d'ordres qualitatif et quantitatif, effectuées systématiquement depuis 1951 dans 21 stations fixes d'étude [17 sous forêt et 4 sous savane ([1])], permettent de conclure à la réalité de phénomènes de ruissellement et d'érosion consécutive, en milieu forestier tropical humide.

Par suite de la disposition de la couverture, de la nature des sols superficiels et des caractères des chutes de pluie, la protection assurée par le manteau végétal se révèle ainsi beaucoup moins efficace en forêt dense intertropicale que dans les forêts tempérées.

([1]) G. Rougerie, *Rev. géomorph. dyn.*, 5, novembre 1954.

MÉTÉOROLOGIE. — *Chutes de neige provoquées à retardement par ensemencement en iodure d'argent.* Note (*) de MM. **Henri Dessens**, **Roger Serpolay** et **Guy Soulage**, présentée par M. Charles Maurain.

Des conditions météorologiques favorables ont mis en évidence une très faible diffusion de particules d'iodure d'argent ainsi que la persistance de leur efficacité glaçogène après un séjour de 14 h dans l'atmosphère.

L'efficacité des fumées d'iodure d'argent pour provoquer la précipitation de cristaux de glace dans un brouillard surfondu a été souvent

mise en évidence depuis les premières recherches de B. Vonnegut (1). La précipitation se produit si la température du brouillard est inférieure à — 4° C; elle se manifeste en général une dizaine de minutes après le début de l'ensemencement; elle persiste après la fin de l'ensemencement, mais on n'avait jusqu'ici jamais pu contrôler de précipitation se produisant plus de 2 h après l'arrêt de toute émission de noyaux d'iodure d'argent (2), (3), (4), (5). Le premier objet de cette Note est de rectifier cette donnée et de montrer, comme conséquence, la possibilité d'action de l'iodure d'argent à plusieurs centaines de kilomètres d'un générateur.

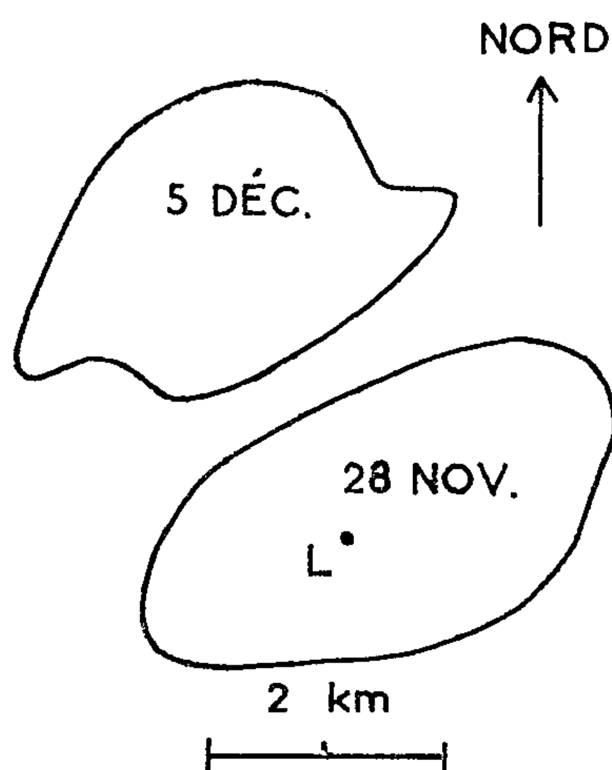


Fig. 1. — Carte des zones enneigées le 28 novembre et le 5 décembre 1947.

1° Le 27 novembre 1957, à 17 h, une émission de fumées d'iodure d'argent a été effectuée à la station des Landais (point L sur la carte) avec un nouveau type de générateur dont la description sera publiée ultérieurement; 5 g de produit ont été utilisés. La température du stratus qui recouvrait la station, légèrement décollé du sol, sur quelques centaines de mètres d'épaisseur, était de — 1,5° C près du sol. Cette température s'est abaissée lentement pendant la nuit, de sorte qu'au matin le seuil d'action des noyaux d'iodure d'argent a été atteint à la partie supérieure du stratus, et le graphique de la figure 1 montre qu'à 10 h on observait encore des températures locales inférieures à — 4° C. Cette évolution de la température, jointe à une absence de vent pratiquement totale, a permis la stagnation sur place de la masse nuageuse polluée d'iodure d'argent, et un déclenchement de la chute de neige à 7 h le 28 novembre, c'est-à-dire 14 h après l'ensemencement. La chute de neige s'est poursuivie jusqu'à 8 h 30.

La carte de la zone enneigée (*fig.* 2) porte sur une superficie de 8 km^2; la hauteur d'eau mesurée à la station des Landais était de 0,4 mm; la quantité de neige précipitée a été évaluée à 2 000 ou 3 000 t.

Ces observations montrent que la diffusion des particules d'iodure

d'argent a dû rester limitée à un volume de 8 × 0,4 km, soit 3,2 km³. Cette hypothèse est confirmée par les mesures du pouvoir glaçogène (nombre de cristaux de glace apparaissant, à une température donnée, dans 1 l d'air) de l'air aux Landais : ces mesures indiquaient une augmentation de 8 à 12 cristaux par litre à — 16° C (nombre habituel : 1 à 5); en supposant cette augmentation uniforme dans les 3,2 km³, cela conduirait à un nombre total minimum de noyaux de $2,5.10^{13}$, valeur acceptable pour l'émission effectuée.

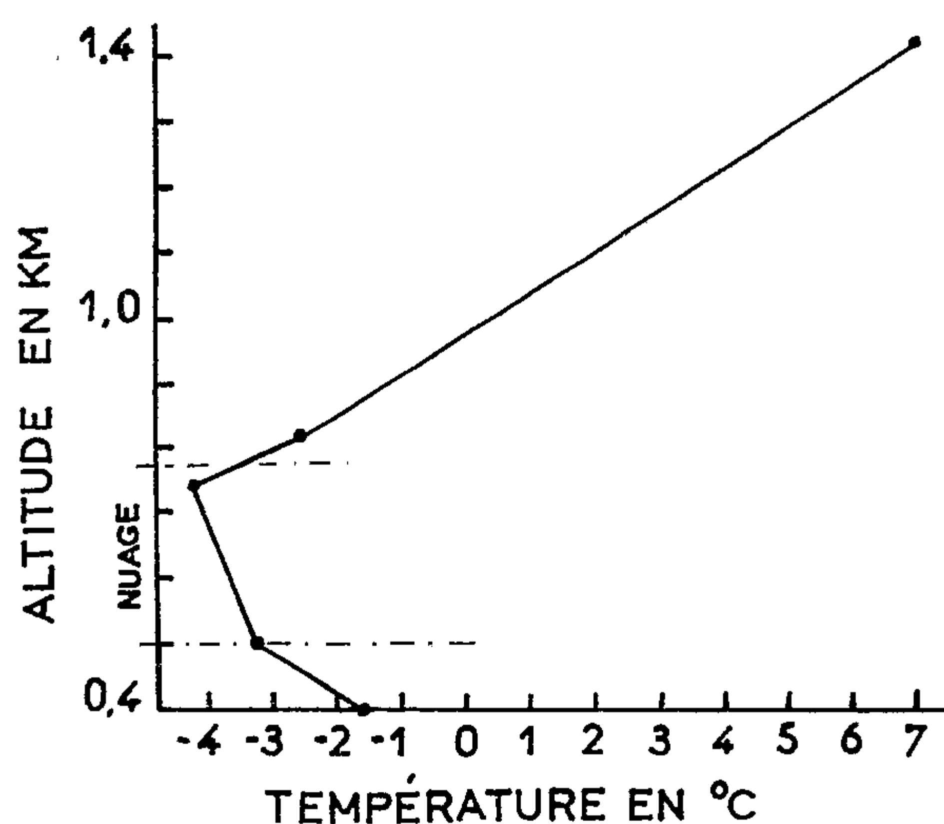


Fig. 2. — Répartition des températures en fonction de l'altitude le 28 novembre 1957 vers 10 h.

2° Une deuxième expérience a conduit à des observations analogues, mais mal contrôlées par suite de la fusion rapide de la couche de neige dans la nuit du 28 au 29 novembre.

3° Une émission effectuée le 5 décembre, de 17 h 15 à 18 h 45, a provoqué le 6 décembre, entre 8 h et 10 h 30, une chute d'aiguilles de glace sur une superficie nettement délimitée. Un vent très faible de Nord, puis de Sud a déplacé la zone polluée à quelques kilomètres de la station, sans l'agrandir ni la déformer sensiblement (*voir* carte). Dans ce cas, la température s'est encore abaissée de — 1 à — 4° C du moment où a été faite l'émission à celui de la chute de neige.

Pour chacune de ces expériences nous avons recherché si des causes locales autres que nos ensemencements n'auraient pas été susceptibles de déclencher les précipitations (combustion de déchets souillés d'iodure d'argent dans les foyers, expériences tentées par d'autres chercheurs, etc.). Aucune de ces causes n'a pu être retenue.

Il apparaît, en conclusion, que l'efficacité glaçogène des fumées d'iodure d'argent se maintient, au moins pendant la nuit, pendant plus de 13 h. D'autre part, dans les conditions particulières de nos expériences, la diffu-

sion du polluant est demeurée beaucoup plus faible que nous n'aurions pu le prévoir. En dehors des enseignements généraux concernant la persistance de certaines pollutions atmosphériques, il se confirme que, dans certaines conditions, l'efficacité d'ensemencement en iodure d'argent pourra se manifester par le déclenchement de précipitations à plusieurs centaines de kilomètres du point d'ensemencement.

(*) Séance du 23 décembre 1957.
(1) B. VONNEGUT, *General Electric Report R. L.*, 140, 1948, p. 26-34.
(2) H. DESSENS, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1675.
(3) H. DESSENS, *Bull. Observatoire du Puy de Dôme*, 1953, p. 36.
(4) H. DESSENS et G. SOULAGE, *Ibid.*, 1954, p. 50.
(5) R. SERPOLAY, *Ibid.*, 1957, p. 3.

(*Observatoire du Puy de Dôme,*
12, avenue des Landais, Clermont-Ferrand.)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Induction, par* Bacillus megaterium, *de la prolifération* in vitro *des tissus de tiges de* Vitis rupestris, *prélevées pendant la période de repos végétatif.* Note de M. JEAN FALLOT, présentée par M. Raoul Combes.

Au cours du repos végétatif de la vigne, les segments des entre-nœuds de la variété *Syrah* prolifèrent en culture aseptique; ceux de *rupestris du Lot* ne prolifèrent pas, même après apport de AIA et ANA. Il a été possible de provoquer la néoformation de tissus de *rupestris du Lot* par la culture des segments en présence de trois souches distinctes de *Bacillus megaterium*.

Nous avons signalé (1) que les segments de tiges de *Vitis vinifera* L. (var. *Syrah*), prélevés après la chute automnale des feuilles, prolifèrent lorsqu'ils sont cultivés aseptiquement dans le milieu de base de R. J. Gautheret (2). Au cours des années 1955 à 1957, nous avons observé le même phénomène, entre le 15 novembre et le 15 mars, dans l'autre milieu de base que nous avons utilisé et adopté : sels minéraux de R. Heller (3), glucose (3 %) et gélose (1,3 %). Par contre, dans les mêmes conditions, les segments de tiges de *Vitis rupestris* Scheele (var. *rupestris du Lot*) ne présentent aucune prolifération. G. Morel a déjà signalé un résultat identique au sujet de cette dernière variété (4). Les tiges de celle-ci seraient donc dépourvues de certains facteurs indispensables à la prolifération ou seraient incapables d'en effectuer la synthèse, ou bien encore renfermeraient une substance inhibitrice des divisions cellulaires, suivant une hypothèse de Morel.

Il nous a paru utile de provoquer expérimentalement la prolifération des explantats de *rupestris du Lot*, prélevés à cette époque. Plusieurs substances considérées comme stimulantes ou inductrices de la prolifé-

ration des tissus végétaux ont donc été ajoutées à notre milieu de base. Parmi celles-ci, les acides naphtylacétique (ANA) et indol-β-acétique (AIA) aux doses de 10^{-8} à 10^{-6} et 10^{-8} à 10^{-5} n'ont jamais été efficaces au cours de nombreux essais.

Lors de ces expériences, une seule culture, dont le milieu renfermait 10^{-7} d'ANA, a montré une abondante prolifération; l'examen du milieu a révélé qu'on était en présence d'une culture infectée par une bactérie. Étant donné les insuccès répétés obtenus avec les hétéroauxines utilisées, nous avons cherché à voir si la formation du cal n'était pas due à l'action du germe infectant. En effet, l'action stimulante ou inhibitrice d'autres bactéries sur des cultures aseptiques de tissus d'organes d'autres

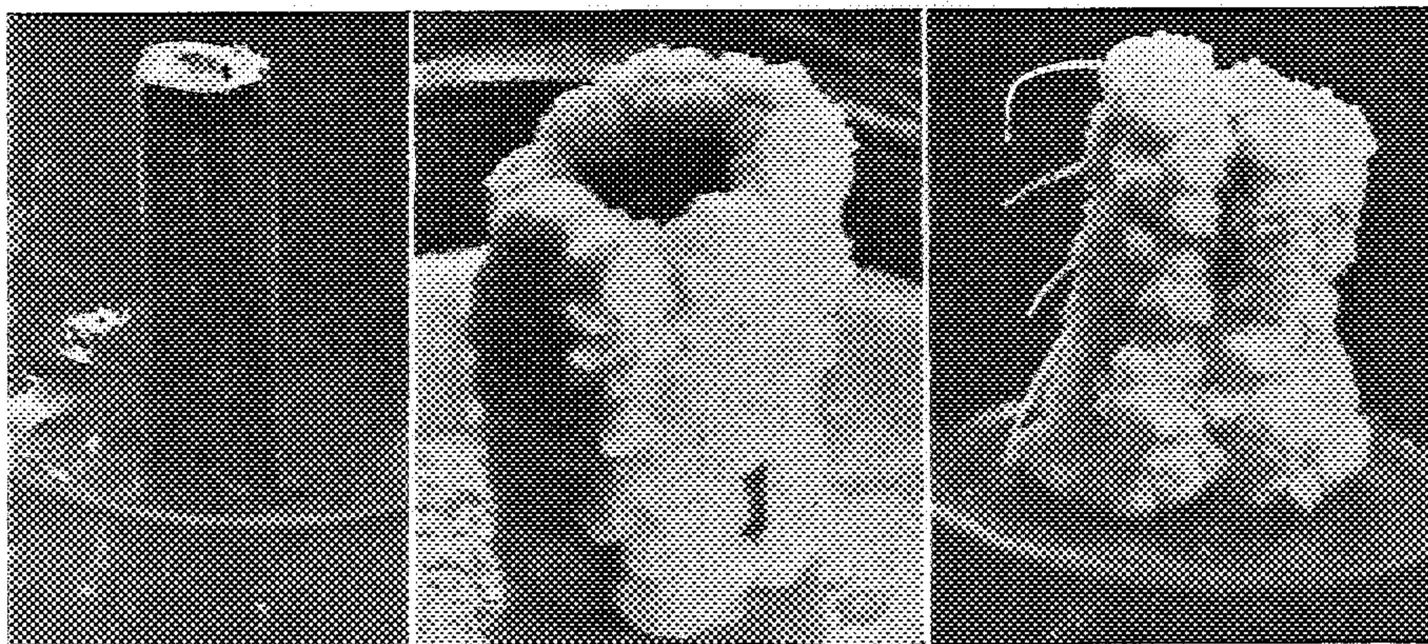


Photo 1. Photo 2. Photo 3.

Fig. 1. — Explantat de *rupestris du Lot*, après 51 jours de culture dans le milieu de base stérile.

Fig. 2. — Explantat prélevé sur le même entre-nœud que le précédent, après 29 jours de culture, en présence de *Bacillus megaterium*.

Fig. 3. — Explantat du même entre-nœud, après 51 jours de culture en présence de *Bacillus megaterium*.

espèces a déjà été signalée [(5) à (10)]. L'identification de notre bactérie a été effectuée, en 1956, par Pochon et Thibault de l'Institut Pasteur, et a montré qu'il s'agissait de *Bacillus megaterium* de Bary. Pour confirmer l'hypothèse de l'action de ce bacille, des explantats de *rupestris du Lot* ont été systématiquement prélevés au cours du repos végétatif, entre les années 1955 et 1957. Ils ont été cultivés dans le milieu de base en l'absence ou en présence de notre souche de *Bacillus megaterium*. Dans ce dernier cas, immédiatement après la mise en culture des explantats, trois gouttes de culture bactérienne ont été ajoutées dans chaque tube contenant 30 ml de milieu de base. Cet inoculum provenait de cultures développées à 28° C pendant 48 h dans le milieu de Heller glucosé (3 %), non gélosé et immobile.

Aucun des explantats cultivés en milieu aseptique n'a proliféré (*fig.* 1).

Tous les explantats cultivés en présence du bacille ont proliféré (*fig.* 2 et 3). Le cal est apparu sur la section droite basale et sur les tissus latéraux de l'explantat. Dans quelques cultures, des racines se sont formées (*fig.* 3).

Afin de savoir si la réaction provoquée était spécifique de la souche que nous avions isolée, les souches 5177 et 5260 de l'Institut Pasteur ont été également expérimentées. Dans ces deux cas, les tiges de *rupestris du Lot* ont montré les mêmes réactions qu'en présence de notre souche. Nous avons réuni dans le tableau ci-après les poids des tissus néoformés dans des cultures de *rupestris du Lot* développées pendant 51 jours en présence de ces trois souches (S.) de *Bacillus megaterium* [les explantats ont été prélevés sur les 2e, 6e et 13e entre-nœuds (à partir de la base) de deux tiges d'un même pied; suivant leur longueur, les entre-nœuds ont été segmentés en trois ou quatre explantats].

	Tige n°.	Position de l'entre-nœud	Sans bacille (g).	Avec S. Fallot (g).	Avec S. 5177 I. P. (g).	Avec S. 5260 I. P. (g).
Poids frais	1	2^e	0	–	1,002	0,991
	2	6^e	0	1,503	1,630	1,678
		13^e	0	0,890	–	0,902
Poids sec	1	2^e	0	–	0,072	0,060
	2	6^e	0	0,095	0,103	0,103
		13^e	0	0,051	–	0,048
Poids sec / Poids frais	1	2^e	–	–	0,071	0,060
	2	6^e	–	0,063	0,063	0,061
		13^e	–	0,057	–	0,053

En conclusion : a. Les tiges de la variété *Syrah* de *Vitis vinifera*, prélevées à n'importe quel moment du cycle végétatif, prolifèrent en culture aseptique, alors que ce phénomène n'a pas lieu chez les *rupestris du Lot*, après la chute de leurs feuilles, même en présence de AIA et ANA.

b. Il est cependant possible de provoquer la prolifération des tiges de *rupestris du Lot*, prélevées à cette époque, en inoculant dans le milieu de culture une des trois souches utilisées de *Bacillus megaterium.*

Ainsi est démontré le rôle de *Bacillus megaterium* comme agent déterminant de la prolifération *in vitro* des tissus de tiges de *Vitis rupestris*, prélevées pendant la période de repos végétatif.

(1) J. Fallot, *Bull. Soc. Hist. nat. Toulouse*, 90, 1954, p. 173-181.

(2) *Manuel technique de culture des tissus végétaux*, Paris, 1942.

(3) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 2e série, 14, 1953, p. 1-223; *Thèse*, Paris.

(4) *Ann. Épiph.*, 14, 1948, p. 123-234; *Thèse*, Paris.

(5) F. Gioelli, *Riv. Pat. Veg.*, 18, 1940, p. 117-130.

(6) A. C. Hildebrandt, A. J. Riker et B. M. Duggar, *Cancer Res.*, 6, 1946, p. 368-377.

([7]) O. Kandler, *Arch. f. Mikrob.*, 15, 1951, p. 430-438.
([8]) N. A. Krasilnikoff et N. B. Garkina, *Microbiology*, U. R. S. S., 8, 1939, p. 952.
([9]) Z. Volcani, A. J. Riker et A. C. Hildebrandt, *Phytopath.*, 43, 1953, p. 92-94.
([10]) M. Zielinski, *Nadbitka ze Sprawozdan Pozn. Tow. Przyj. Nauk za* III *i* IV, Kwartat, 1955.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *L'évolution des acides organiques hydrosolubles, non volatils, au cours de la germination.* Note de M. **Robert Dupéron**, présentée par M. Raoul Combes.

Toutes les semences analysées (une douzaine d'espèces) contiennent de petites quantités d'acide citrique et d'acide malique. Certaines d'entre elles présentent en outre des traces d'acides succinique, aconitique, fumarique, etc. La quantité d'acide malique s'accroît au cours de la germination. L'évolution de l'acide citrique est variable selon l'espèce envisagée.

Les résultats des recherches effectuées sur les acides organiques hydrosolubles des semences, et plus particulièrement sur leur évolution au cours de la germination, ne sont pas toujours concordants : Petersen ([1]), Taufel et Krusen ([2]) constatent la présence de faibles quantités d'acide citrique dans les semences de Céréales et de Légumineuses, les secondes en contenant nettement plus que les premières. D'après ces auteurs, la graine s'enrichirait notablement en acide citrique au cours de la germination. Des observations semblables sont rapportées par Soldatenkov ([3]), non seulement pour les acides tricarboxyliques, mais également pour les acides dicarboxyliques. Dans un travail préliminaire ([4]), nous avons constaté des phénomènes identiques au cours de la germination de *Brassica oleracea* (var. *acephala*). Mais, à l'encontre de ces résultats, Gobis ([5]) observe un appauvrissement en acide citrique pendant la germination des semences de Céréales et de Légumineuses. D'autre part, Holton et Noll ([6]) ne détectent, dans les graines non germées, que la présence d'acide oxalique, les acides citrique et malique n'apparaissant que lors de la germination. Chez le Maïs, selon Desveaux et Kogane-Charles ([7]), l'acide citrique ne se formerait également que pendant la germination.

Devant la divergence de ces résultats, nous nous sommes proposé d'identifier et de doser les acides organiques non volatils contenus dans les semences d'une douzaine d'espèces de Mono- et de Dicotylédones. Dans quelques cas, nous avons suivi leur évolution au cours de la germination.

Mode opératoire. — Les acides organiques hydrosolubles sont extraits par l'alcool à 50°, à l'ébullition. La solution hydroalcoolique passe ensuite successivement sur une résine cationique forte (Dowex 50), puis sur une résine anionique faible (Amberlite I. R. 4 B.). Les acides retenus sur cette dernière sont élués par l'ammoniaque à 2 %. Après concentration, à tempé-

rature inférieure à 40°, sous pression réduite, les acides organiques non volatils sont identifiés par chromatographie sur papier, uni- ou bi-dimensionnelle. Après leur identification, les acides sont dosés sur un chromatogramme à une dimension par titrage iodométrique, selon une méthode antérieurement décrite ([8]). Dans les cas les plus défavorables, les résultats sont donnés à ± 10 % près.

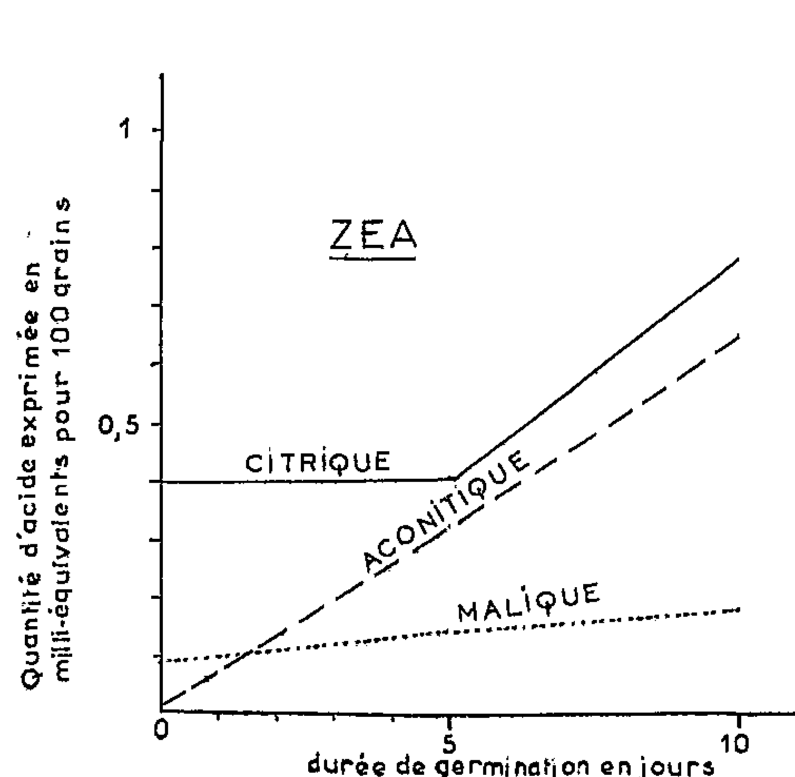


Fig. 1.

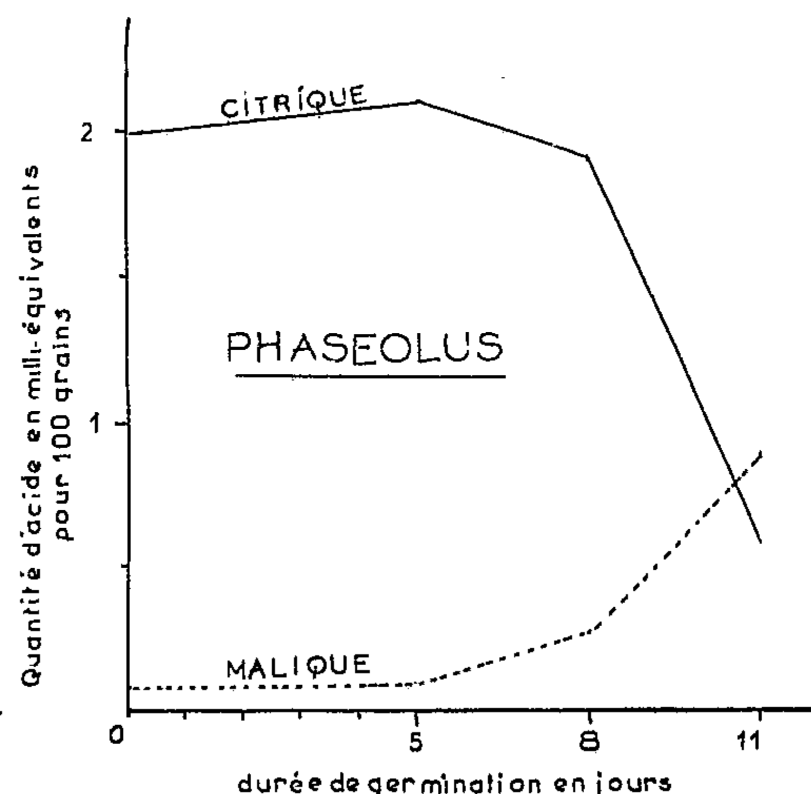


Fig. 2.

Résultats obtenus. — 1° *Identification des acides organiques hydrosolubles non volatils des semences non germées* (les acides cétoniques n'ont pas été spécialement étudiés). — Le tableau ci-dessous donne les pourcentages (par rapport à la substance végétale fraîche) d'acide citrique et d'acide malique (la distinction entre les acides citrique et isocitrique n'ayant pas été faite). Il mentionne également la nature des autres acides éventuellement présents.

	Citrique (%).	Malique (%).	Autres acides présents (généralement en très faibles quantités).
Phaseolus vulgaris...........	0,5	0,02	–
Papaver somniferum.........	0,04	Très faible	Succinique
Cochlearia Armoracia.......	0,07	0,08	–
Lepidium sativum...........	0,06	0,02	–
Lycopersicum esculentum.....	0,025	0,04	Succinique, lactique
Allium cepa.................	0,06	0,04	Succinique, lactique, un acide non identifié
Secale Cereale...............	0,015	0,04	Succinique, fumarique, deux acides non identifiés
Zea Mays...................	0,1	0,02	Succinique, aconitique
Triticum sativum............	Très faible	0,04	–

Ces résultats s'accordent avec ceux de Petersen et ceux de Taufel et Krusen. Ils montrent bien que *toutes les semences analysées* contiennent les acides citrique et malique et que, parmi celles-ci, les graines des Légumineuses sont les plus riches en acide citrique.

2° *Évolution des acides organiques au cours de la germination.* — Elle a été suivie chez *Zea Mays* (var. Golden Bantham) et chez *Phaseolus vulgaris* (Marocain nain, Vilmorin).

— *Au cours de la germination du Maïs* (à l'obscurité, à la température de 23°, en présence d'eau distillée), poursuivie jusqu'à un stade très avancé (10 jours : première feuille émergeant du coléoptile), on peut observer un enrichissement progressif, et considérable, en acide aconitique accompagné d'une augmentation assez peu sensible de la quantité d'acide malique. Après quelques jours de germination, la quantité d'acide citrique s'accroît également. Enfin, on constate la présence constante de traces d'acide succinique et l'apparition, plus ou moins transitoire, de deux autres acides qui n'ont pu être identifiés.

— *Chez le Haricot*, l'abondante quantité d'acide citrique, présente dans les graines non germées, se maintient pendant les premiers jours de la germination. Mais, plus tard, principalement au moment de l'étiolement (10e jour de germination), on observe un appauvrissement marqué de la plantule en acide citrique accompagné d'un enrichissement en acide malique. Chez le Haricot, l'acide citrique semble ainsi se comporter comme une substance de réserve utilisable lorsque la plantule atteint un niveau trophique déficient (étiolement). L'accumulation en acide malique qui se manifeste sensiblement au même moment peut s'expliquer, soit par un ralentissement de l'activité de la malicodéshydrogénase du cycle de Krebs, soit par une genèse de cet acide par β-carboxylation de l'acide pyruvique.

— *En conclusion*, l'évolution des acides organiques hydrosolubles, non volatils, au cours de la germination, à l'obscurité, se présente diversement selon les espèces. Il semble bien que l'accroissement de la quantité d'acide malique soit général et que l'enrichissement de la semence en acide tricarboxylique soit fréquent. En ce qui concerne ce dernier point, le comportement des graines de Légumineuses, riches en acide citrique, paraît être particulier.

(1) *Acta physiol. scand.*, 8, 1944, p. 97.
(2) *Biochem. Z.*, 322, 1952, p. 375.
(3) *Trudy Leningrad Obsk. Estestv.*, 70, 1950, p. 49.
(4) *Rapports déposés lors du 8e Congrès Inter. Bot.*, Paris, 1954, sections 11 et 12, p. 194.
(5) *Ann. sper. agrar.* (Roma), 5, 1951, p. 571.
(6) *Plant Physiol.*, 30, 1955, p. 384.
(7) *Ann. agro.*, 3, 1952, p. 385.
(8) *Rev. gén. Bot.*, 63, 1956, p. 137.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Influence de la pré-illumination sur la synthèse des glucides libres dans les feuilles de* Bryophyllum Daigremontianum *Berger.* Note de Mlle **Janine Dardart**, présentée par M. Raoul Combes.

La pré-illumination des feuilles de *Bryophyllum Daigremontianum* Berger détermine une diminution de la fixation du $^{14}CO_2$ et un ralentissement de la synthèse du saccharose. Ce ralentissement est lié à l'accumulation de sédoheptulose de haute activité spécifique.

On sait que les sédoheptulose-mono et diphosphates sont des intermédiaires du cycle photosynthétique des plantes vertes. Ils interviennent dans la régénération du ribulose-diphosphate, fixateur initial de CO_2 (1). Par ailleurs, l'accumulation de sédoheptulose libre est un des caractères de la physiologie des feuilles des Crassulacées.

Les expériences relatées ci-dessous concernent l'influence de l'illumination sur la formation de cet heptose dans les feuilles d'une Crassulacée : le *Bryophyllum Daigremontianum* Berger.

Des feuilles sont prélevées sur des plantes cultivées sur milieu synthétique. Avant le prélèvement, ces plantes sont carencées en nitrate pendant 48 h, de façon à favoriser la fixation du CO_2 (2). De plus, certaines sont éclairées d'une manière continue pendant ces 48 h (4 500 lx), tandis que d'autres sont laissées à l'obscurité pendant les 18 h qui précèdent le prélèvement. Après ce dernier, les feuilles sont exposées à la lumière (20 000 lx) pendant des durées courtes (30 s, 2 mn, 6 mn) dans des atmosphères renfermant de 0,031 à 0,048 % de $^{14}CO_2$ d'une activité de 144 à 199 μC.

Après fixation dans l'alcool méthylique bouillant, les acides aminés, les glucides libres et les substances acides sont séparés à l'aide de résines échangeurs d'ions (3). Glucides phosphorylés et acides organiques sont ensuite séparés par chromatographie sur papier. Les différents glucides libres sont isolés également par chromatographie sur papier. Dans quelques cas les glucides phosphorylés sont séparés et dosés après déphosphorylation. Le saccharose, le fructose et le glucose sont dosés par colorimétrie après élution [*cf.* Paech et Tracey (4)]. Il en est de même du sédoheptulose (5).

Dans tous les cas la radioactivité des éluats est déterminée.

Les résultats des premières séparations figurent au tableau I.

Après une période d'obscurité prolongée durant laquelle la β-carboxylation a été active, aboutissant à une accumulation d'acides organiques, l'action de la lumière en présence de $^{14}CO_2$ provoque un marquage intense et rapide des composés phosphorylés d'abord et des glucides libres ensuite. Au contraire, lorsque les plantes pré-illuminées se sont enrichies en glucides et appauvries en acides, l'apport de $^{14}CO_2$ est suivi d'une fixation plus

lente et provoque un marquage intense des acides organiques, tandis que les glucides libres se marquent peu et lentement.

TABLEAU I.

Activités en nombre de coups $\times 10^{-3}$ par minute pour 1 g de substance foliaire sèche, et pourcentage de l'activité dans les différentes fractions.

		Fraction soluble					
		totale.	ac. organ. (%).	comp. phosp. (%).	gl. libres (%).	ac. am. (%).	Fraction insoluble.
Sans pré-illumination (octobre 1956)							
20 000 lx	30 s.......	19,8	6,7	60	13,3	20	0,5
	2 mn	203,6	4 (*)	53	16,7	26,3	4,2
	6 mn	623,1	5,7 (*)	32,3	33,5	28,5	46,9
Pré-illumination (juin 1957)							
20 000 lx	30 s.......	48,5	47,6	14,4	3,6	34,4	4
	2 mn	84,4	51,3	18,3	5,2	25,2	6,4
	6 mn	394,1	43	34,2	7,8	15	11,3

(*) L'acide glycérique provenant de la déphosphorylation de l'acide phosphoglycérique renferme environ 50 % de l'activité de cette fraction, le reste se trouve pour la majeure partie dans l'acide malique.

Le tableau II indique les résultats obtenus par l'analyse des glucides libres.

TABLEAU II.

Activité totale (A) : nombre de coups $\times 10^{-3}$ par minute pour chaque glucide libre contenu dans 1 g de substance foliaire sèche.
Activité spécifique (A_s) : nombre de coups $\times 10^{-3}$ par minute, par milligramme de glucide libre.

	Sans pré-illumination.				Pré-illumination.					
	2 mn lumière.		6 mn lumière.		30 s lumière.		2 mn lumière.		6 mn lumière.	
	(A)	(A_s).	(A).	(A_s).	(A).	(A_s).	(A).	(A_s).	(A).	(A_s).
Glucose (*).....	2,5	0,13	11,8	0,43	0,3	0,07	0,2	0,06	6,9	0,8
Fructose........	2	0,06	6,6	0,15	0,2	0,02	0,7	0,05	7,7	2,03
Sédoheptulose. .	2,5	0,15	6,4	0,4	0,2	0,16	1,9	0,05	11,9	1,6
Saccharose	19,6	2,9	178,6	30,5	–	–	0,8	0,16	13,5	0,55

(*) Ces résultats comportent une légère erreur, la coloration à l'orcinol révélant la présence d'un heptose inconnu qui accompagne toujours le glucose.

Dans les feuilles non pré-illuminées, on constate l'accumulation rapide du saccharose. Après 6 mn, il renferme près de 90 % de la radioactivité de la fraction des glucides libres, soit plus du quart de la radioactivité

totale des feuilles. Les activités du glucose, du fructose et du sédoheptulose libres sont de beaucoup inférieures (quelques pour-cent seulement de l'activité des glucides libres). Les activités spécifiques confirment la prédominance de l'accumulation du saccharose néoformé. Les monoses phosphorylés correspondants, notamment le glucose-6-P, sont beaucoup plus radioactifs.

Ces résultats confirment les observations de Nordall et coll. faites avec *Sedum spectabile* ([6]). La réduction photosynthétique de l'acide phosphoglycérique conduit à l'accumulation de saccharose, premier glucide libre formé. Les activités spécifiques élevées des phosphates de sédoheptulose et de fructose témoignent d'un déroulement normal du cycle photosynthétique.

Lorsque les plantes ont été pré-illuminées, 30 à 50 % de la radioactivité fixée dans les glucides libres se trouvent dans le sédoheptulose. Les activités du glucose et du fructose demeurent plus faibles et la formation de saccharose est peu importante. L'activité spécifique du sédoheptulose est beaucoup plus élevée que celle des autres glucides libres et s'accroît rapidement.

La faible radioactivité du saccharose témoigne alors de la lenteur du cycle photosynthétique. La forte radioactivité du sédoheptulose montre que cette déficience réside dans la faiblesse de la régénération du ribulosediphosphate, fixateur initial de CO_2. Le ralentissement de la synthèse du saccharose est encore aggravé par le fait que l'acide phosphoglycérique, au lieu d'être réduit totalement en glucides est, pour une large part, détourné vers la synthèse de l'acide malique qui s'accumule dans ces conditions ([7]).

Le fonctionnement du cycle photosynthétique dépend donc, à chaque instant, de l'accumulation des produits photosynthétisés antérieurement. L'accumulation de sédoheptulose libre met en évidence le blocage partiel du cycle, après une période de photosynthèse prolongée.

([1]) M. Calvin, *Proc. 3rd intern. Cong. Biochem.*, *Brussels* (Acad. Press, New-York), 1955, p. 211-225.

([2]) M.-L. Champigny, *Bull. Soc. fr. Physiol. vég.* 3, 1957, p. 13-14.

([3]) G. Jolchine, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 38, 1956, p. 481-493.

([4]) K. Paech et M. V. Tracey, *Modern methods of plant analysis*, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 2, 1955, p. 20-21.

([5]) Z. Dische, *J. biol. Chem.*, 204, 1953, p. 983-997.

([6]) A. Nordal, A. A. Benson et M. Calvin, *Univ. California*, *Berkeley*, *Radiation Lab.* (Unclassif. Health and Biology), n° 2971, 1955, 19 pages dactyl.

([7]) M. L. Champigny, G. Jolchine et A. Moyse, *Conf. int. Radioisotopes Rech. Sc.*, U. N. E. S. C. O., Paris, 1957 (sous presse).

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Phyllotaxie des rameaux plagiotropes chez le* Capparis spinosa *L.* Note de M. **Moustapha Hadj-Moustapha**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Les rameaux plagiotropes du Câprier comportent deux secteurs libres de tout appendice. Ces deux secteurs caulinaires prennent naissance au niveau même de l'anneau initial.

Phyllotaxie. — Le Câprier présente des rameaux qui, partant d'un « cep » central, s'étalent parallèlement au sol; ils portent des feuilles orientées presque dans le même plan (distichie apparente). Ces rameaux plagiotropes ont une phyllotaxie aussi particulière qu'intéressante :

Les segments foliaires, dans la partie basale (*fig.* 1, P), sont répartis sur deux hélices foliaires, la contiguïté étant réalisée par juxtaposition.

Dans la partie supérieure P′ les deux hélices se redressent en orthostiques; toutefois, les segments foliaires ne sont pas superposés, comme c'est le cas dans une orthostique, mais déplacés alternativement à droite et à gauche : *l'orthostique se trouve légèrement déformée en zigzag.*

Les feuilles et les bractées, en tous points identiques, ne se distinguent que par les bourgeons qu'elles axillent. Ces bourgeons sont en majorité végétatifs dans la partie inférieure P (tendance végétative), floraux dans la partie supérieure P′ (tendance inflorescentielle).

Deux secteurs de la tige, SS et SI, exempts de tout appendice et d'importance inégale ([1]), isolent les deux zigzags, A et B; ainsi aucune relation n'existe plus, à ce niveau, entre les segments des deux hélices. Par contre, la contiguïté est très largement assurée entre les segments d'un même zigzag.

Structure de l'apex. — La coupe transversale de l'apex d'un rameau plagiotrope montre, au niveau de l'insertion de la dernière feuille formée N, les deux zigzags A, B et les deux secteurs SS, SI (*fig.* 2 et 5).

Au niveau de l'insertion de la feuille N — 4 (*fig.* 3), la coupe présente un anneau de prodesmogène qui traverse les deux secteurs libres (en noir) et ce prodesmogène n'est interrompu qu'au niveau des fenêtres foliaires.

La coupe longitudinale, passant au milieu du secteur inférieur SI suivant le plan XX′ (*fig.* 2), traverse le bord de la feuille N, l'épine de la feuille N — 4 ainsi que son limbe, et tranche de l'autre côté l'épine de la feuille N — 3.

Cette coupe (*fig.* 4 et 6) révèle, dans le secteur libre, un cordon procambial (PC) qui se continue dans un tissu de prodesmogène (PD), lequel se perd dans l'anneau initial (AI). Ce dernier n'édifie dans ce secteur aucun appendice. Dans le cordon procambial se différencient plus bas des éléments cribro-vasculaires propres à la tige.

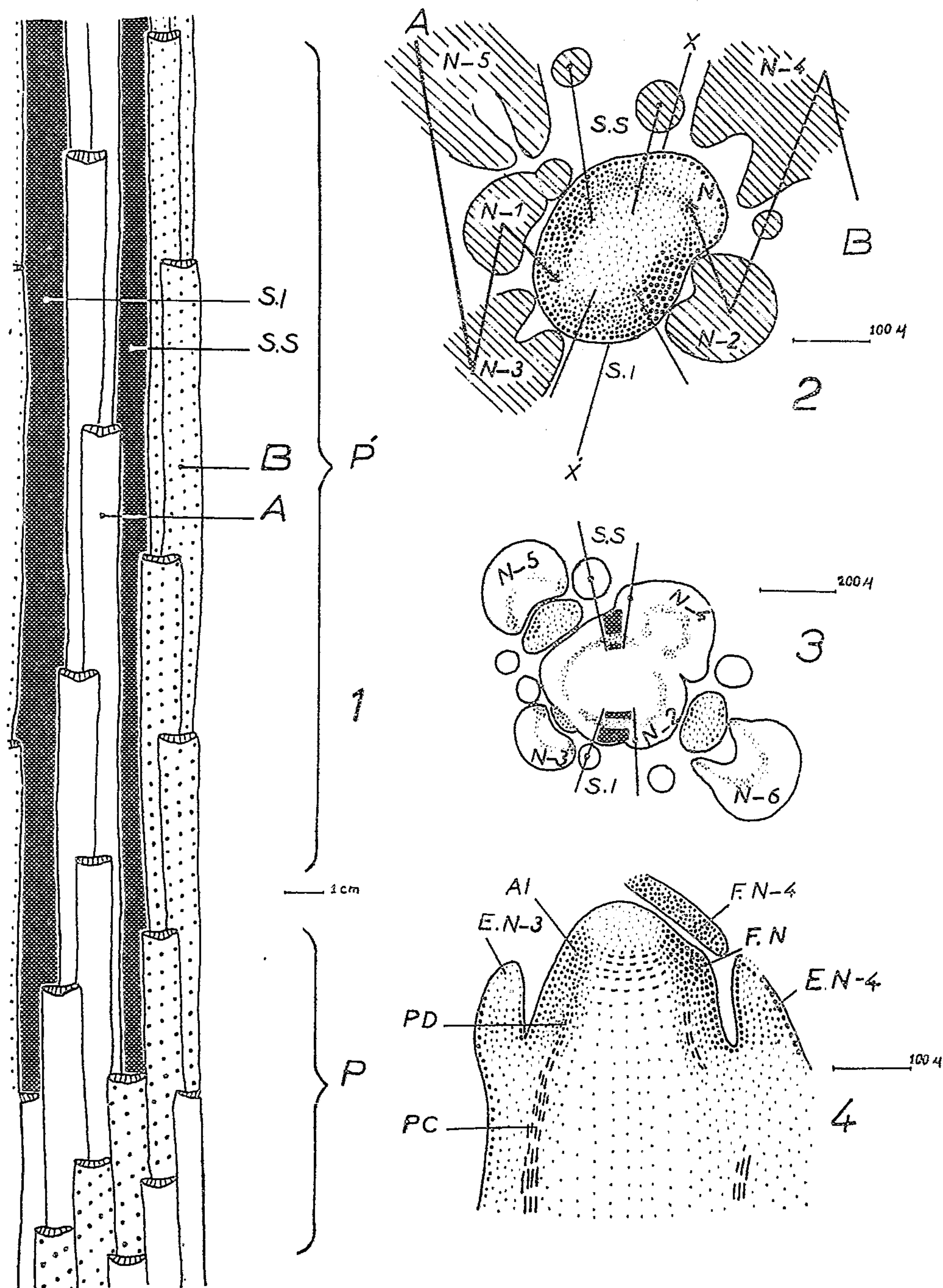


Fig. 1. — Développement d'un rameau plagiotrope dans un plan.
Fig. 2 et 3. — Coupes transversales de l'apex. — Fig. 2. — Au niveau de la dernière feuille N.
Fig. 3. — Au niveau de l'insertion de la feuille N — 4.
Fig. 4. — Coupe longitudinale. Le dessin est inversé par rapport à la photographie 6 pour faciliter la comparaison avec les coupes transversales.
AI, anneau initial; E, épine; F, feuille; PC, procambium; PD, prodesmogène; SI, secteur inférieur; SS, secteur supérieur.

Conclusions et discussion. — 1. La disposition des segments foliaires en zigzag n'est qu'une déformation d'une orthostique, elle-même représentant une hélice redressée.

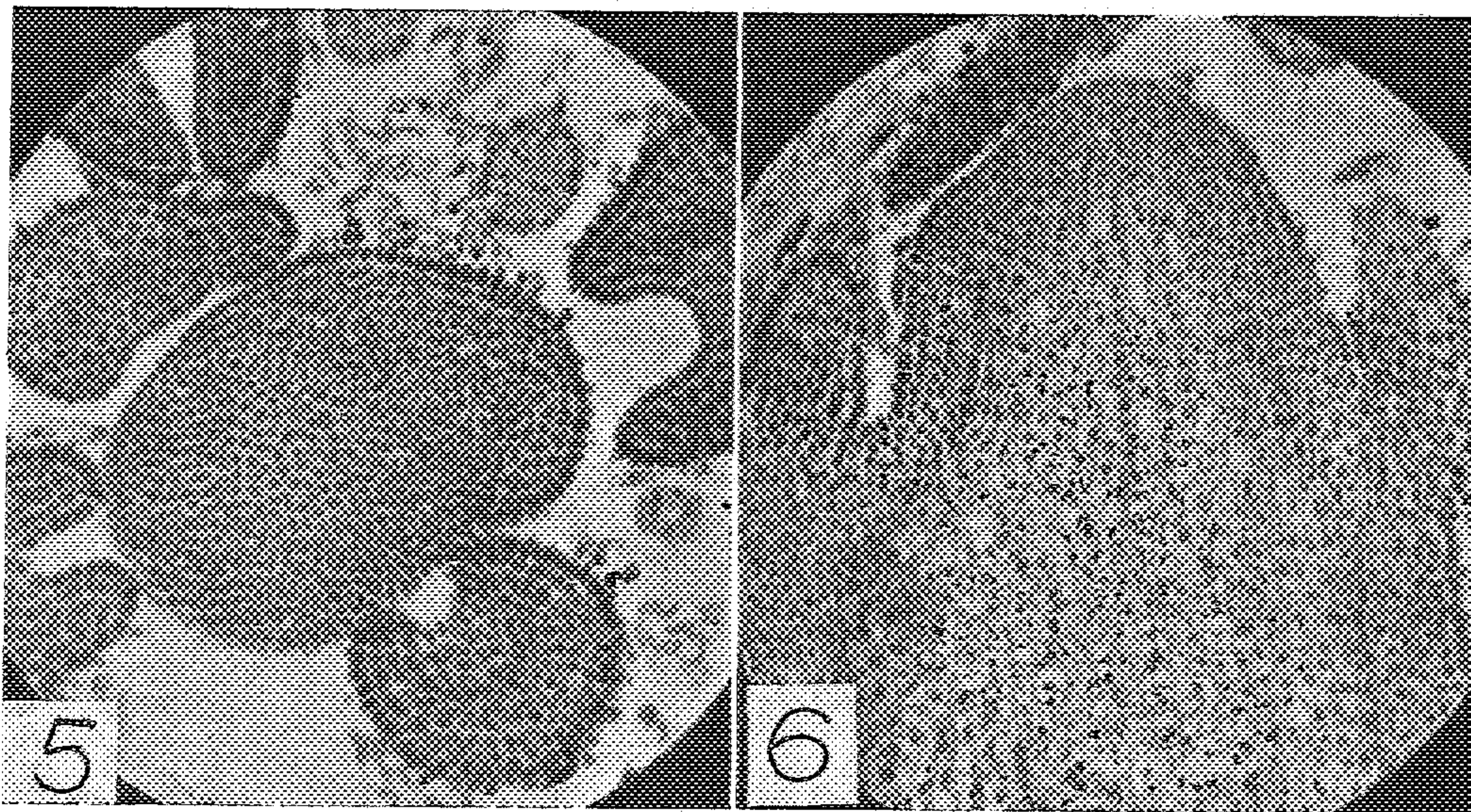


Fig. 5 et 6. — Photographies correspondant aux figures 2 et 4 (× 80).

2. La théorie du « premier espace disponible » (M. Snow et R. Snow) non seulement ne peut pas expliquer le passage entre les deux modes phyllotaxiques ([2]), mais encore elle est incompatible, quand le mode phyllotaxique se stabilise, avec la présence des deux secteurs libres. La feuille N + 1 devrait se former dans le secteur inférieur (premier espace disponible, *fig.* 1) mais, en fait, elle ne s'y forme pas. Seuls deux centres générateurs dont l'activité se manifeste par la formation de deux hélices foliaires, peuvent expliquer les faits qui viennent d'être décrits.

3. Chez les rameaux plagiotropes du Câprier, la partie de la tige qui entoure la moelle n'est pas, dans sa totalité, de nature foliaire. Elle représente une exception à la théorie de la « peau foliaire » (*Leaf-skin* de E. Saunders); l'anneau initial fournit à la tige, en plus des soubassements foliaires, deux secteurs *purement caulinaires*.

4. K. Esaü ([3]) pense que le procambium induit la formation des feuilles dans l'apex. Dans le secteur libre, le procambium se différencie sans aboutir à aucune formation foliaire.

([1]) C'est le secteur inférieur qui est le plus large. Les rameaux plagiotropes du Châtaignier présentent un seul secteur libre, mais il est supérieur (Mme Codaccioni, *Comptes rendus*, 206, 1956, p. 1036).

([2]) H. Camefort, *Ann. Sc. Nat. Bot.*, 11e série, 17, 1956, p. 172.

([3]) K. Esaü, *Amer. J. Bot.*, 29, 1942, p. 738-747.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

CYTOLOGIE. — *Sur le mode de terminaison des myofibrilles et leurs connexions avec la membrane sarcoplasmique au niveau de la jonction musculo-tendineuse.* Note de M. **René Couteaux**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'examen au microscope électronique de muscles prélevés sur de très jeunes grenouilles montre que les myofibrilles sont attachées à la membrane sarcoplasmique par l'intermédiaire de formations osmiophiles qui prennent naissance au niveau des dernières stries Z. Les aspects observés permettent également d'expliquer l'apparence de continuité fibrillaire souvent signalée entre le muscle et le tendon.

Après de longs débats sans issue sur la nature des connexions qui unissent les fibres musculaires striées au tendon, le problème s'est trouvé posé en termes nouveaux lorsque W. J. Schmidt [1] eut conclu d'observations en lumière polarisée et de digestions par la trypsine, d'une part que les myofibrilles se continuent avec les fibrilles tendineuses et, d'autre part, que le passage de la myosine au collagène s'effectue non pas progressivement, comme l'admettaient la plupart des auteurs partisans d'une continuité fibrillaire entre le muscle et le tendon, mais brusquement et au sein du sarcoplasme.

Bien que la théorie classique de la continuité parût trouver, dans ces derniers résultats, un nouvel appui, elle était néanmoins difficilement conciliable avec l'observation chez les embryons de Mammifères de fibres musculaires tardivement différenciées ne s'unissant au tendon qu'après une phase, parfois très prolongée, de croissance « libre » [2]. Appliquant à des muscles de la Grenouille et de la Souris les méthodes que Schmidt avait utilisées sur des muscles de l'Hippocampe, nous avons pu, comme lui, observer à l'extrémité des fibres musculaires des fibrilles intra-sarcoplasmiques présentant les caractères de fibrilles collagènes. D'autres méthodes nous ont montré que ces fibrilles des régions terminales de la fibre musculaire possèdent, de plus, certaines particularités, et notamment celle d'être le siège d'une activité cholinestérasique [3] qu'on ne trouve ni au niveau des myofibrilles, ni au niveau des fibrilles tendineuses, et beaucoup plus importante, chez la Grenouille, aux extrémités des fibres « lentes » qu'à celles des fibres « rapides » [4].

De nouvelles précisions peuvent être aujourd'hui fournies par la microscopie électronique. L'étude par cette méthode des gastrocnémiens de très jeunes grenouilles (*R. temporaria*), prélevés quelques semaines après la fin de la métamorphose, nous permet en premier lieu de souscrire à la conclusion déjà formulée pour les muscles de larves d'Amblystome [5] et de la Grenouille [6], après examen au microscope électronique, qu'il n'existe pas, chez ces animaux, de relations de continuité entre les myofibrilles et les fibrilles tendineuses. Ces fibrilles sont partout séparées

par la membrane sarcoplasmique, en particulier au niveau des culs-de-sac étroits qui dépriment les extrémités de la fibre musculaire et dans lesquels des fibrilles tendineuses se trouvent profondément engagées (*fig.* 1; planche, *fig.* 1-5).

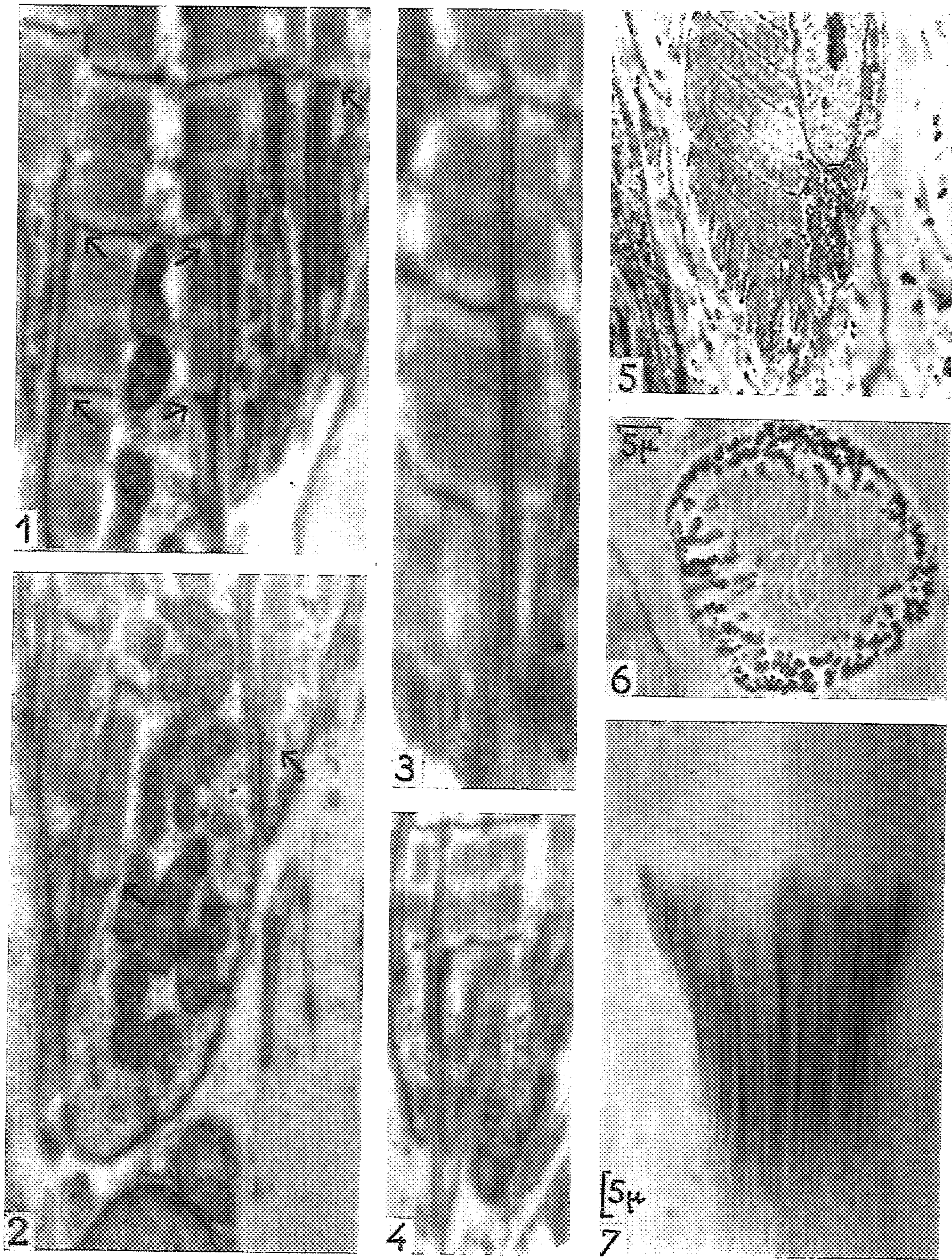
La conception de Rio Hortega ([7]) selon laquelle les fibrilles collagènes pénètrent à l'intérieur de la fibre musculaire entre les myofibrilles et assurent ainsi, en l'absence de toute continuité fibrillaire, l'engrènement des tissus musculaires et tendineux trouve, dans ces observations, une franche confirmation.

Les mêmes préparations nous ont, d'autre part, montré qu'à l'extrémité des fibres musculaires les myofibrilles s'attachent à la membrane sarcoplasmique par l'intermédiaire de formations osmiophiles allongées, qui prennent chacune naissance au niveau d'une strie Z et sont disposées parallèlement à l'axe de la fibre. Ces pièces unitives adhèrent sur toute leur longueur à la membrane sarcoplasmique, qui reste, néanmoins, toujours distincte grâce à sa forte osmiophilie; elles s'amincissent tellement à leur extrémité qu'il est très difficile d'en apprécier exactement l'étendue. Les myofilaments s'attachent ainsi indirectement, par faisceaux plus ou moins importants, à la membrane sarcoplasmique, principalement au niveau des culs-de-sac nombreux et profonds que présente la fibre à ses extrémités.

Il est probable que les pièces unitives décrites ci-dessus sont homologues des « fins éléments fibrillaires de la substance sarcoplasmique fondamentale » disposés longitudinalement entre les myofibrilles et les points d'attache des fibrilles tendineuses, qu'a signalés Porter ([5]) dans l'« abstract » de sa Communication sur de très jeunes larves d'Amblystome (early embryonic forms). Un rapprochement s'impose également avec les régions fortement osmiophiles des disques intercalaires du myocarde.

Bien que les présentes observations soient encore extrêmement limitées, les connexions intimes qu'elles révèlent entre les myofibrilles et des culs-de-sac très allongés, au fond desquels s'attachent des faisceaux de fibrilles collagènes, suffisent, semble-t-il, à expliquer l'apparence de continuité entre les myofibrilles et les fibrilles tendineuses, signalée par beaucoup d'auteurs à la suite de recherches effectuées avec le microscope ordinaire.

En ce qui concerne l'activité cholinestérasique mise en évidence aux extrémités de la fibre musculaire, (planche, *fig.* 6 et 7), les liens établis entre la distribution de cette activité et le mode d'insertion des colonnettes musculaires ([8]) permettent de considérer comme très probable qu'elle siège pour la plus grande part le long des culs-de-sac. De nouvelles recherches préciseront si cette activité doit être rattachée à la membrane sarcoplasmique elle-même, comme l'hypothèse en a déjà été faite ([9]), ou aux pièces unitives qui adhèrent intimement à cette membrane.


1
2
3
4
5
5µ
6
5µ
7

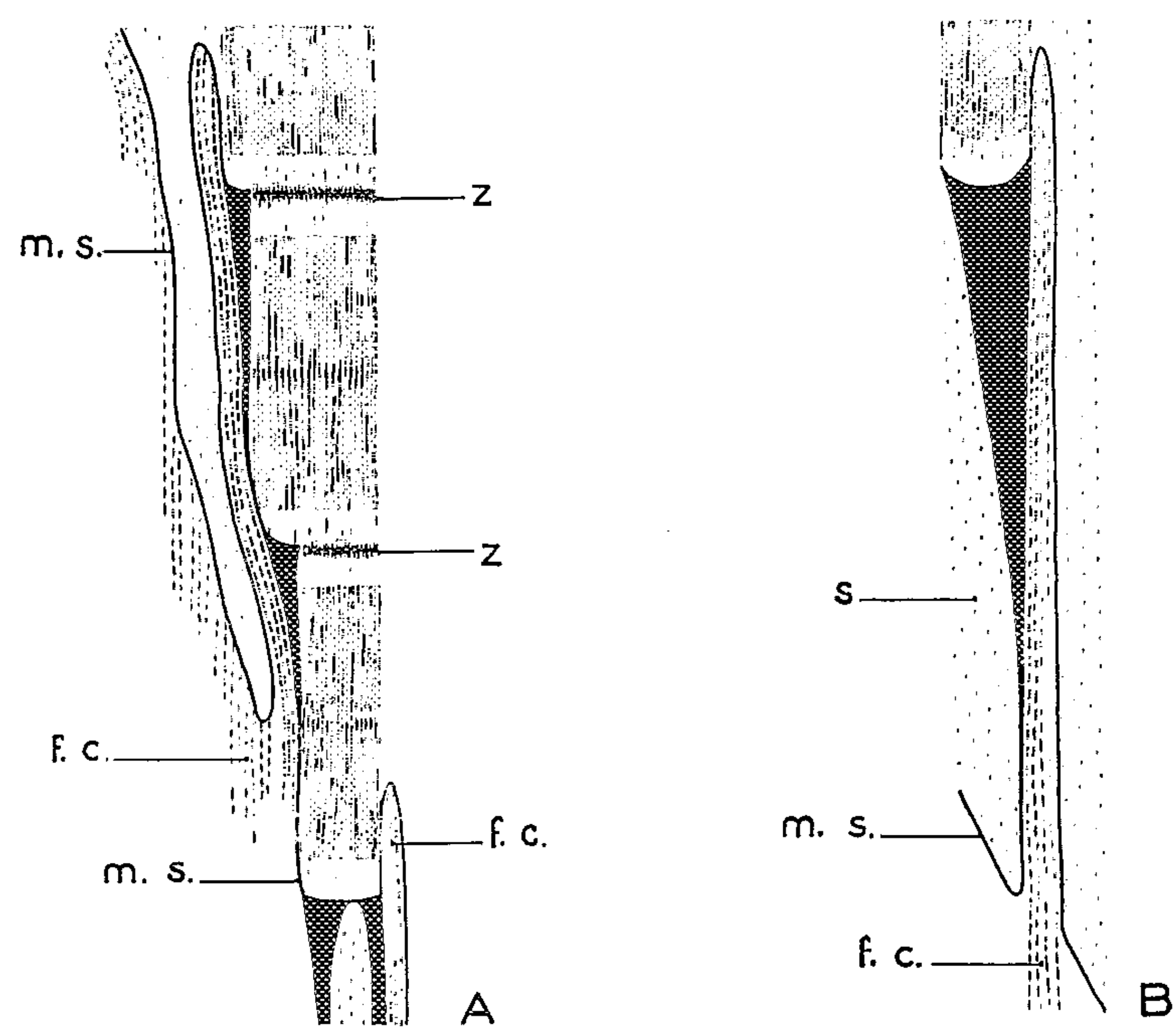


Fig. 1. — Schémas montrant comment se terminent les myofibrilles au niveau de la jonction musculo-tendineuse. Les pièces unitives par lesquelles les myofibrilles s'attachent à la membrane sarcoplasmique sont figurées en noir. *m. s.*, membrane sarcoplasmique (la couche superficielle, moins osmiophile, qui la revêt, n'est pas représentée); *z*, strie Z; *f. c.*, fibrilles collagènes participant à la constitution du tendon; *s.*, sarcoplasme. (A) : au niveau de chacune des dernières stries Z, la myofibrille perd une partie de ses myofilaments, qui s'attachent par les pièces unitives à la membrane sarcoplasmique de culs-de-sac voisins, contenant des fibrilles collagènes; il en résulte pour les sarcomères terminaux une disposition « en gradins » caractéristique. B : autre type de pièce unitive à l'extrémité d'une myofibrille.

EXPLICATION DE LA PLANCHE.

Fig. 1 à 5. — Micrographies électroniques de la jonction musculo-tendineuse. Gastrocnémiens de grenouille prélevés trois semaines après la fin de la métamorphose. Fixation au tétroxyde d'osmium à 1 %, tamponné selon Palade (pH 7,4). Fig. 1 et 2 : Coupes d'une même jonction; les flèches indiquent les niveaux des myofibrilles où des faisceaux de myofilaments s'attachent à la membrane sarcoplasmique par des pièces unitives (×16 000). Fig. 3 : Le long d'un cul-de-sac coupé longitudinalement, les pièces unitives, particulièrement minces, forment une sorte de gaine, doublant la membrane sarcoplasmique, qu'on distingue encore grâce à sa plus forte osmiophilie (×19 000). Fig. 4 : Des faisceaux de fibrilles collagènes sortent de l'extrémité de la fibre musculaire et convergent pour former un tendon individuel (×12 000). Fig. 5 : Extrémité d'une fibre musculaire ne possédant pas comme celles des figures précédentes de tendon individuel; dans ses grands traits, la structure de la jonction semble rester la même (×3 600).

Fig. 6 et 7. — Extrémités de fibres musculaires « lentes » (coupe transversale et vue latérale). Grenouille adulte. Gastrocnémien. Méthode de Koelle à l'acétylthiocholine.

(1) W. J. Schmidt, *Z. Zellforsch. mikr. Anat.*, 23, 1936, p. 336.
(2) R. Couteaux, *C. R. Soc. Biol.*, 128, 1938, p. 990; *Bull. Biol.*, 75, 1941, p. 101.
(3) *Arch. Anat. micr.*, 41, 1952, p. 388; *C. R. Soc. Biol.*, 147, 1953, p. 1974.
(4) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 820.
(5) K. R. Porter, *Anat. Rec.*, 118, 1954, p. 342.
(6) G. A. Edwards, H. Ruska, P. de Souza Santos et A. Vallejo-Freire, *J. Biophys. and Biochem. Cytol.*, 2 (n° 4, suppl.), 1956, p. 143.
(7) *Bol. Soc. Esp. Biol.*, 10, 1923 (cité d'après W. Buño et M. A. Rebollo, *Archiv. Histol. Norm. Patol.*, 3, 1946, p. 195).
(8) R. Couteaux, *C. R. Ass. Anat.* (41e Réunion, Gênes), 1954, p. 1166.
(9) R. Couteaux, *Les jonctions intertissulaires*, in J. A. Thomas, *Exposés actuels de Biologie cellulaire*, Masson, Paris, 1955.

(Laboratoire de Biologie animale (P. C. B.), Faculté des Sciences, Paris et Laboratoire de Microscopie électronique appliquée à la Biologie, C. N. R. S., Paris.)

PHYSIOLOGIE CELLULAIRE. — *Activation et inhibition du tissu conjonctif par sérothérapie spécifique.* Note (*) de M. **Jean Loiseleur**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

Le métabolisme du tissu conjonctif peut être, soit activé par un sérum antiglandulaire soit inhibé par un sérum antihyaluronidase, ce qui entraîne de nombreuses possibilités expérimentales.

Deux sérums différents se montrent très actifs sur le tissu conjonctif et permettent d'orienter à volonté le sens de son métabolisme : le sérum antiglandulaire l'exalte, tandis que le sérum antihyaluronidase entraîne son inhibition.

1. Voici comment on peut concevoir l'action de ces sérums. De même que pour tous les tissus, l'activité du tissu conjonctif — c'est-à-dire son métabolisme — dépend des échanges entre ses cellules constitutives et la lymphe interstitielle. Dans le cas particulier du tissu conjonctif, la viscosité du milieu constitue un facteur prépondérant; elle résulte de la présence des mucopolysaccharides. Cette viscosité — très élevée — ralentit les échanges; mais elle peut subir une diminution considérable par l'intervention de l'hyaluronidase, enzyme normalement présente dans ce tissu et qui entraîne la dépolymérisation des polysaccharides. L'hyaluronidase constitue ainsi le « pivot » du métabolisme, puisque ce dernier est activé par la diminution de la viscosité. Il en résulte que, pour agir sur le tissu conjonctif, il suffit d'exalter ou d'inhiber l'intervention de sa propre hyaluronidase.

La diffusion intradermique d'un colorant — le bleu trypan par exemple — constitue un premier moyen d'investigation. Chez l'animal normal, le colorant diffuse rapidement dans le derme pendant les premières heures, en formant une zone colorée circulaire, facilement mesurable. Vers la vingtième heure, la tache se stabilise et reste encore visible pendant plusieurs jours. Cette diffusion dépend de plusieurs facteurs : la viscosité du milieu et l'adsorption progressive du colorant sur les éléments qu'il rencontre au cours de sa diffusion. Pour expérimenter l'action d'une substance quelconque, il suffit de la mélanger avec le colorant : la courbe, représentant la surface et la vitesse de la diffusion, renseigne immédiatement sur le sens et l'importance de l'action exercée localement par la substance.

Deux substances apparaissent ainsi particulièrement intéressantes : *a.* les extraits frais de pancréas et de surrénales, qui ralentissent la diffusion; *b.* l'hyaluronidase, d'origine animale ou bactérienne, qui augmente la diffusion. Par voie de conséquence, pour obtenir un agent susceptible d'exercer une action générale sur l'ensemble du tissu conjonctif, il suffit de préparer deux groupes de lapins par une série d'injections pratiquées avec les substances précédentes. Les sérums résultants exercent des effets respectivement opposés à ceux des antigènes, c'est-à-dire que le sérum antiglandulaire, obtenu en injectant au lapin un broyat de pancréas et de surrénales, augmente la diffusion, tandis que le sérum antihyaluronidase la diminue : ce que l'on constate par l'injection intradermique du colorant en mélange avec l'un ou l'autre de ces sérums. Mais cette expérience met seulement en évidence une action qui reste localisée au lieu même de l'injection, comme le fait a déjà été signalé (1).

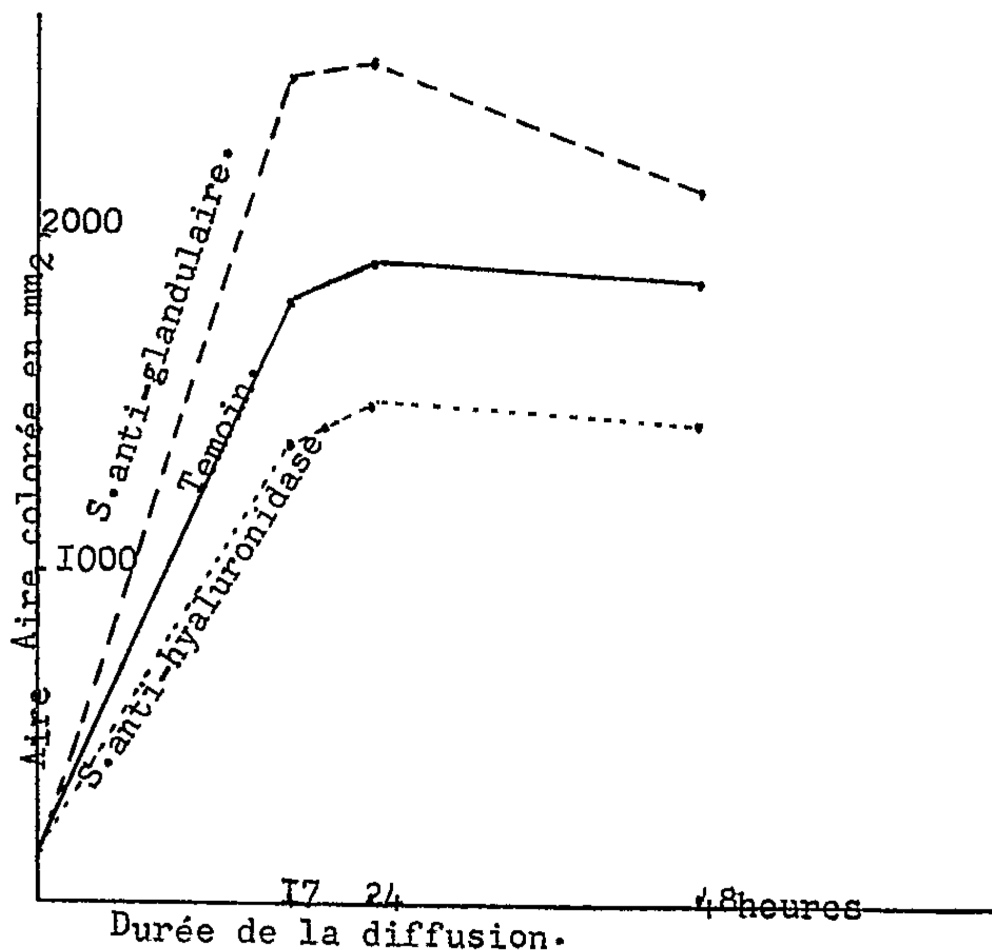
2. Il est beaucoup plus intéressant de mettre en évidence une action générale. Un lot de rats albinos sert de témoins; un second lot reçoit l'injection sous-cutanée de 1 ml de sérum antiglandulaire dilué au 1/20e;

un dernier lot est traité de la même façon avec du sérum antihyaluronidase dilué au 1/10e; 2 h après ces injections, on injecte, dans un endroit quelconque de la peau, le colorant pur. Après 24 h, les surfaces intéressées par la diffusion du colorant sont les suivantes (tableau I) :

TABLEAU I.

Sérum injecté.	Aire colorée.	
O (témoins)	1 590 mm²	
Sérum antiglandulaire	2 620 »	(Augmentation de 64 %)
» antihyaluronidase	1 508 »	(Diminution de 5,1 %)

La courbe qui représente l'ensemble de l'expérience met en évidence l'efficacité remarquable de ces sérums.



Diffusion intradermique du bleu trypan chez des rats soumis à un traitement antérieur par les sérums antiglandulaire ou antihyaluronidase.

3. Une méthode plus directe met en évidence l'action de ces sérums sur le métabolisme du tissu conjonctif. Si les mucopolysaccharides de la substance fondamentale sont dépolymérisés — cas du sérum antiglandulaire —, l'eau qui leur était liée doit maintenant intéresser l'ensemble des molécules résultant de la dépolymérisation : on doit donc constater une augmentation de l'hydratation des tissus conjonctifs. Inversement, si l'hyaluronidase est inhibée, avec augmentation de la viscosité et diminution du métabolisme — cas du sérum antihyaluronidase —, les polysaccharides ne subissent plus aucune dégradation, ce qui doit s'accompagner d'une hydratation inférieure à celle des témoins. Il est à remarquer que

les variations qui pourront être constatées dans cette expérience resteront d'un ordre de grandeur très restreint.

Trois lots de rats sont traités comme précédemment; 2 h après les injections, on prélève la peau de la région dorsolombaire. Ces fragments de peau, pesés avant et après dessiccation totale, présentent les variations attendues de leur hydratation (tableau II) :

TABLEAU II.

Sérum injecté.	Eau dans 100 g de peau.	
O (témoins)	63,7 g	
Sérum antiglandulaire	64,8	(Augmentation de 1,7 %)
» antihyaluronidase	63,1	(Diminution de 0,9 %)

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2187 et 244, 1957, p. 1251.

EMBRYOGÉNIE EXPÉRIMENTALE. — *Les différentes régions du blastème de l'uretère primaire possèdent initialement les mêmes potentialités morphogènes; démonstration expérimentale (Amphibiens anoures).* Note de MM. **Roger Cambar** et **Jean-Daniel Gipouloux**, présentée par M. Maurice Caullery.

L'uretère primaire est édifié par un blastème massif, de situation antérieure, qui s'allonge progressivement vers le rectum. Des ablations partielles du blastème urétéral (1) ont montré que l'étendue de la migration subie, au cours du développement normal, par les diverses cellules blastématiques varie selon leur situation dans le blastème. Si, par exemple, le tiers antérieur du blastème est seul conservé, il n'édifie que la partie antérieure de l'uretère, tandis que la seule conservation du tiers postérieur du blastème est génératrice de la partie médiane et postérieure du conduit (*cf.* schémas A et B). D'après leur situation, les cellules blastématiques paraissent donc posséder un pouvoir intrinsèque de migration variable. Des expériences de greffes et d'échange de matériel cellulaire entre régions différentes du blastème permettent de confirmer, ou non, cette hypothèse.

Matériel et méthode. — Les embryons (donneur et porte-greffe) sont des embryons de Crapaud commun (*Bufo bufo* L.) au stade III[1] (taille : 3,5 mm) (2). L'expérience est effectuée d'un seul côté de l'embryon et pratiquée en deux temps. D'abord (*cf.* schémas *C'* et *D'*) on pratique l'ablation totale des blastèmes de l'uretère primaire et du pronéphros chez le porte-greffe. Ensuite, après cicatrisation, on prélève le greffon chez l'embryon donneur (*C* et *D*) et on l'implante sous l'ectoderme du porte-greffe, en situation typique. Deux séries d'expériences ont été effectuées :

implantation du tiers antérieur du blastème à la place du tiers postérieur (type C); implantation du tiers postérieur du blastème à la place du tiers antérieur (type D).

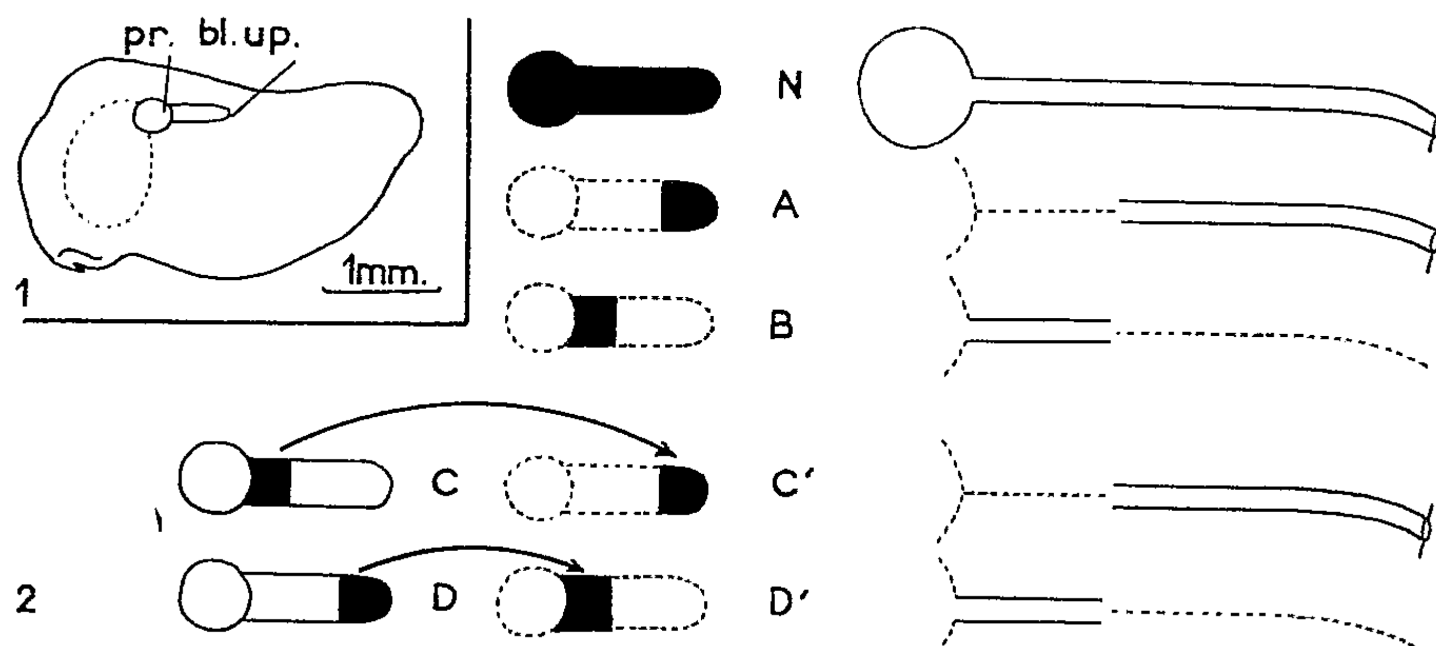


Fig. 1. — L'embryon au moment de l'opération :
bl. up., blastème de l'uretère primaire; *pr.*, pronéphros.

Fig. 2. — Schéma des expériences (*à gauche*) et de leurs résultats (*à droite*). Sans échelle.
N, le développement normal;
A-B, rappel d'expériences d'ablation partielle;
C-D, expériences de transplantation
(*à gauche :* prélèvement du greffon; *à droite :* situation du greffon transplanté chez le porte-greffe).
en noir : parties conservées;
en pointillé : parties enlevées, ou dépourvues d'uretère primaire (*à droite*).

Résultats. — Cinq à six jours après l'expérience du type C, les deux tiers postérieurs de l'uretère primaire sont édifiés et normalement différenciés. Les cellules du greffon, appartenant au tiers antérieur du blastème, ont donc effectué une migration d'amplitude égale à celle qu'auraient subie les cellules du tiers postérieur laissées à leur place normale. Le changement de situation a donc provoqué la modification de l'étendue de déplacement.

Dans l'expérience de type D, et dans le même temps, le greffon n'a édifié qu'une courte portion d'uretère primaire en situation antérieure. La région postérieure du porte-greffe est toujours dépourvue d'uretère primaire. Comme dans le cas précédent, les cellules du greffon ont subi une migration dont l'amplitude est liée à la situation nouvelle, occupée *après la greffe*

Que les cellules du blastème initialement antérieures soient expérimentalement déplacées en situation postérieure, ou *vice versa*, l'amplitude de leur déplacement vers le rectum est altérée (augmentée ou diminuée) et, en conséquence, la portion d'uretère primaire qu'elles forment est différente de celle qu'elles auraient édifiée si elles étaient restées à leur place normale. Toutes les cellules blastématiques sont donc aptes à subir

une migration de grande amplitude; elles possèdent d'égales potentialités morphogènes.

Dans les expériences précédentes, aussi bien que pendant le développement normal, la restriction variable de l'étendue de la migration des cellules blastématiques paraît ainsi déterminée par les relations topographiques différentes qu'elles contractent au cours de l'édification de l'uretère primaire. Les tissus bordant la « voie » suivie électivement par les cellules exercent donc une action capitale sur les modalités d'allongement du blastème. Les influences que subissent les cellules du blastème en voie de migration semblent pouvoir s'expliquer par l'existence de facteurs biochimiques, émanés de cette « voie », stimulant et guidant à la fois les déplacements cellulaires. Ces facteurs s'épuiseraient progressivement, ou se satureraient, au fur et à mesure de leur action (par contact plus ou moins durable) sur les cellules urétérales. Les cellules placées à l'extrémité du blastème (naturellement ou expérimentalement, et dans ce cas, quelle que soit leur origine) subissent les déplacements les plus importants parce que cheminant continuellement en présence de facteurs puissants, émanés d'un « terrain vierge ». Au contraire, les cellules situées à la base du blastème accomplissent une migration de faible amplitude parce que privées des facteurs biochimiques déjà épuisés par le contact avec les cellules les plus postérieures. Elles se déplacent en « terrain usé ».

Des résultats expérimentaux viennent étayer cette hypothèse. Chez un embryon, on enlève un uretère primaire dès son *complet* développement. A sa place, en situation antérieure (près du pronéphros) on greffe le tiers postérieur du blastème d'un uretère primaire en voie d'allongement, appartenant à un autre embryon. Le greffon se différencie sur place, sans déplacement cellulaire notable. Une nouvelle migration n'est donc plus possible sur la « voie » qui vient d'être normalement génératrice d'un uretère primaire. Autre expérience : on prélève une petite portion quelconque d'un uretère primaire totalement développé. On la greffe sur la « voie » présomptive encore « vierge » d'un très jeune embryon. Les cellules urétérales greffées subissent une nouvelle migration. L'arrêt de leur déplacement, puis leur quiescence, chez l'embryon originel normal, n'étaient donc pas causés par la perte de leur aptitude à se déplacer, mais par la disparition des facteurs déterminant leur déplacement.

Dès 1944, J. Holtfreter [3] supposait l'existence de facteurs énergétiques diffusibles le long de la « voie » (path) suivie par les cellules de l'ébauche urétérale, et favorisant le déplacement en direction postérieure des cellules blastématiques. L'existence de ces facteurs est démontrée par le présent travail.

Mais, leur nature, leur mode d'action sur le déplacement et le guidage des cellules blastématiques restent encore inconnus.

(1) R. Cambar et J.-D. Gipouloux, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3085.
(2) R. Cambar et J.-D. Gipouloux, *Bull. Biol.*, 90, 1956, p. 198.
(3) J. Holtfreter, *Rev. Canad. de Biologie*, 3, 1944, p. 220.

(*Laboratoire de Biologie animale, Faculté des Sciences de Bordeaux.*)

HISTOCHIMIE. — *Distribution normale et variation expérimentale de l'activité cholinestérasique au niveau des tubercules quadrijumeaux antérieurs chez la Souris.* Note de M. **Gilbert Siou**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

La zone des tubercules quadrijumeaux antérieurs où s'épanouissent les terminaisons des fibres optiques présente chez la Souris une forte activité cholinestérasique, dont l'apparition précède de peu l'ouverture des paupières. Des expériences sur des souris nouveau-nées et adultes montrent que la présence des fibres optiques conditionne directement l'apparition d'une partie notable de cette activité.

La présence d'une activité cholinestérasique au niveau des tubercules quadrijumeaux antérieurs a été décelée par Koelle (1) chez le Rat à l'aide de sa méthode à l'acétylthiocholine. Nous nous sommes proposé de préciser chez le Rat et chez la Souris la distribution de cette activité à l'intérieur des tubercules, et nous avons, d'autre part, recherché si sa présence se trouve directement liée à celle des arborisations terminales des fibres optiques. La méthode utilisée a été celle de Koelle (2), dans les conditions d'emploi précisées par Couteaux et Taxi (3). Nous avons fixé les cerveaux entiers pendant quelques heures dans du formol à 10 % neutralisé; les coupes pratiquées à congélation ont été soumises à l'incubation durant 2 à 4 h à 37°, dans un milieu tamponné à pH 6.

La figure 1 montre qu'au niveau du bras conjonctival sus-géniculé les fibres optiques qui se dirigent vers le tubercule quadrijumeau antérieur ne sont pratiquement pas colorées dans les conditions précisées ci-dessus. Notons que chez l'embryon de Poulet, Bonichon (4) avec une technique similaire n'a relevé aucune activité le long du nerf optique. La zone du tubercule où se manifeste la principale activité enzymatique est disposée en forme de calotte et correspond non seulement à la couche superficielle du tubercule (1re couche de Cajal), dont les connexions restent encore incertaines, mais aussi à celle où Cajal (5) situe le plus grand nombre des arborisations terminales des fibres optiques (2e couche de Cajal). Séparée de cette calotte par un espace pratiquement incolore, une deuxième zone d'activité a été également observée, moins dense que la première et correspondant peut-être à la voie cortico-bigéminale dont l'existence est admise par de nombreux auteurs (*fig.* 1 et 2).

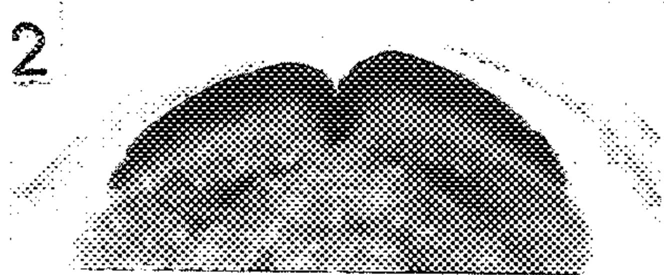
La couche où se trouvent situées les terminaisons du nerf optique se montrant riche en cholinestérase, nous avons tenté de préciser le siège

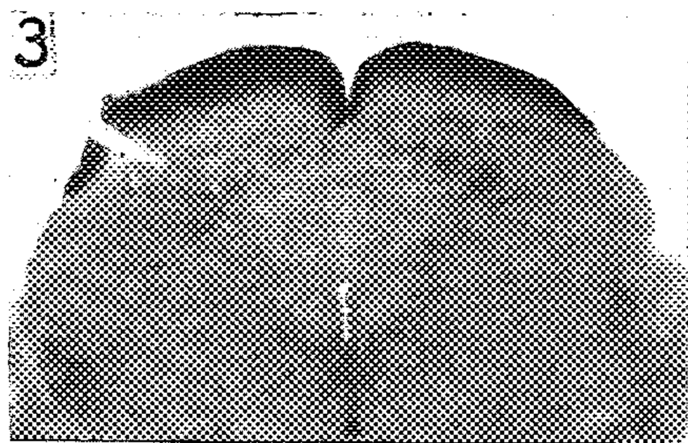
de l'enzyme relativement à ces terminaisons. Dans ce dessein, nous avons procédé sur 15 souris adultes ou âgées d'au moins trois semaines à l'extirpation unilatérale ou bilatérale des globes oculaires (*fig.* 3 et 4). Même 89 jours après l'opération les variations d'activité enzymatique observées sont assez faibles. Ces résultats fournis par l'expérimentation chez la Souris adulte et qui montrent la persistance de la plus grande partie de la cholinestérase de la deuxième couche des tubercules très longtemps après la dégénérescence des fibres optiques, conduisent à penser que la majeure partie de l'enzyme de cette couche ne siège pas à l'intérieur des terminaisons nerveuses elles-mêmes, et l'on pouvait même se demander cette enzyme n'est pas complètement indépendante de la fonction visuelle.

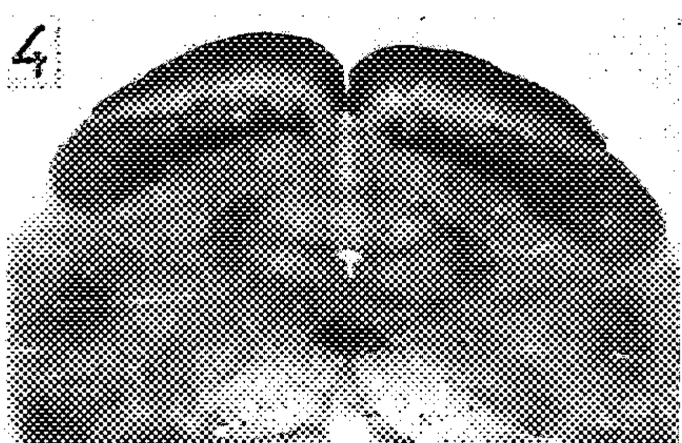
Envisageant la question d'un autre biais, nous avons alors recherché s'il existe un lien chronologique entre l'apparition de l'activité cholinestérasique des tubercules quadrijumeaux antérieurs et le début du fonctionnement de l'appareil visuel. Rappelons que, chez la Souris, l'ouverture de la fente palpébrale se produit entre le 12ᵉ et le 15ᵉ jour après la naissance. Étudiant les cerveaux de 26 animaux sacrifiés entre le 1ᵉʳ et le 19ᵉ jour après la naissance, nous avons pu constater que le tubercule quadrijumeau antérieur évoluant de la même manière que le corps géniculé externe, ne présentait jusqu'au 7ᵉ jour aucune activité décelable par la technique utilisée; à partir de cette époque la cholinestérase des premières couches apparaît et croît rapidement, la coloration présentant vers le 10ᵉ ou 11ᵉ jour une intensité et une largeur comparables à celles des tubercules des souris adultes.

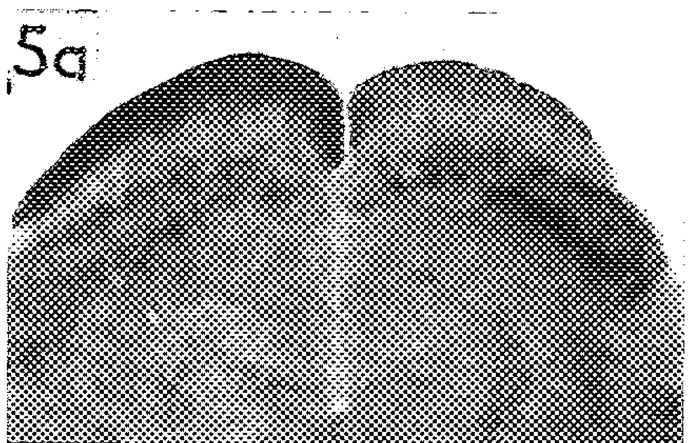
Nous avons cherché à établir de manière plus directe et plus précise l'existence d'une corrélation entre le fonctionnement des fibres optiques et l'apparition de l'activité cholinestérasique en détruisant l'œil par cautérisation, soit unilatéralement, soit bilatéralement chez 11 souris nouveau-nées dans les premiers jours qui suivent la naissance, et en les sacrifiant à des époques comprises entre le 12ᵉ et le 102ᵉ jour après l'opération. La zone colorée correspondant aux premières couches du tubercule n'apparaît bien développée que d'un seul côté chez les souris privées d'un œil (*fig.* 5 *a* et 5 *b*), et du côté opposé à celui où l'œil a été détruit. Cette asymétrie des résultats obtenus s'explique aisément par le fait que chez la Souris, animal à vision panoramique, les fibres se terminant dans un tubercule quadrijumeau antérieur proviennent en grande majorité de l'œil contra-latéral [5]. Les tubercules des souris privées des deux yeux indiquent dans toutes les expériences une réduction notable de la zone colorée et plus particulièrement de sa portion inférieure (*fig.* 6 *a* et 6 *b*). Il est à noter que la symétrie des aspects observés dans le cas d'une double opération est moins favorable pour l'appréciation d'une variation de l'activité, puisque les variations individuelles, l'approximation de la

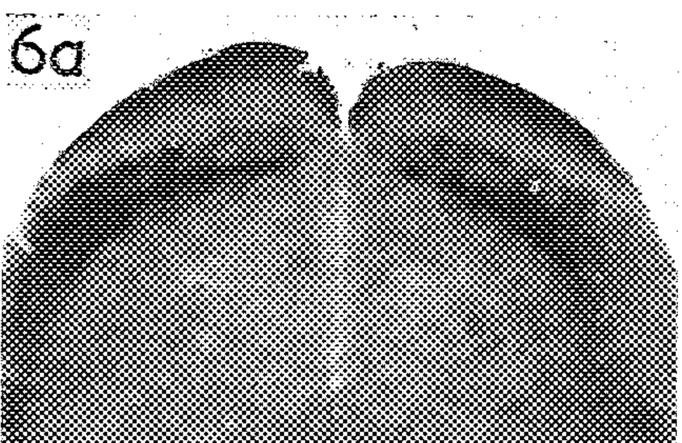

1

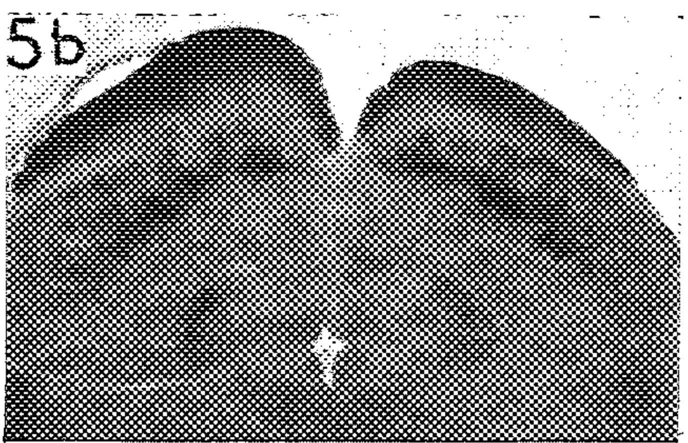

2

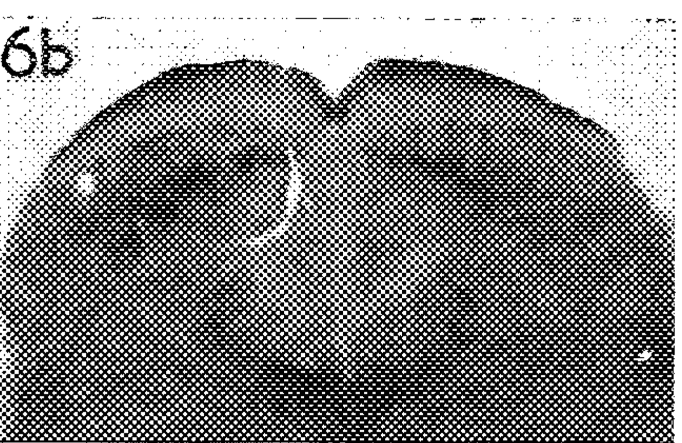

3


4


5a


6a


5b


6b

méthode histochimique, et le niveau de la coupe peuvent entraîner eux-mêmes une certaine différence.

Ces expériences montrent l'existence d'un lien direct entre la présence des terminaisons des fibres optiques et celle d'une grande partie de la cholinestérase des tubercules quadrijumeaux antérieurs.

Comme les expériences de dégénérescence des fibres optiques de l'adulte paraissent exclure l'hypothèse d'une concentration importante de l'enzyme dans les terminaisons de ces fibres elles-mêmes, et que les neurones de la région correspondante du tubercule ne semblent présenter qu'une très faible activité, on est donc amené à envisager que la cholinestérase puisse siéger pour la plus grande partie au niveau de la névroglie satellite des arborisations terminales des fibres optiques. Il reste à préciser, en recourant à de nombreux inhibiteurs quelle part revient dans la coloration observée à une acétylcholinestérase ou à des cholinestérases non spécifiques. De nouvelles recherches ont été entreprises pour nous permettre de préciser ce dernier point, ainsi que pour établir dans quelle mesure des variations dans le régime d'activité de la rétine de la Souris au cours de la première semaine de son développement post-natal entraînent des variations corrélatives de l'activité cholinestérasique du tubercule quadrijumeau antérieur.

EXPLICATIONS DES FIGURES

Coupes de cerveau de Souris passant par les tubercules quadrijumeaux antérieurs, traitées par la méthode de Koelle à l'acétylthiocholine.

Fig. 1. — Coupe parasagittale. Souris adulte normale.

Fig. 2. — Coupe transversale. Souris adulte normale.

Fig. 3. — Coupe transversale. Souris privée d'un œil expérimentalement à 21 jours et sacrifiée 24 jours après l'opération.

Fig. 4. — Coupe transversale. Souris adulte privée des deux yeux expérimentalement et sacrifiée 33 jours après l'opération.

Fig. 5*a*. — Coupe transversale. Souris privée d'un œil expérimentalement 1 jour après la naissance et sacrifiée 19 jours après l'opération.

Fig. 5*b*. — Coupe transversale. Souris privée d'un œil expérimentalement à la naissance et sacrifiée 78 jours après l'opération.

Fig. 6*a*. — Coupe transversale. Souris privée des deux yeux expérimentalement à la naissance et sacrifiée 27 jours après l'opération.

Fig. 6*b*. — Coupe transversale. Souris privée des deux yeux expérimentalement à la naissance et sacrifiée 35 jours après l'opération.

(1) *J. Comp. Neurol.*, 100, 1954, p. 211.
(2) *J. Pharmacol. exp. Therap.*, 100, 1950, p. 158.
(3) *Arch. Anat. microsc.*, 41, 1952, p. 352.
(4) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1345.
(5) S. R. Cajal, *Histologie du Système nerveux*, 1911, Le François, Paris.

[*Laboratoire de Biologie Animale (P. C. B.) de la Faculté des Sciences de Paris*].

ZOOLOGIE. — *Un cas de survivance, en Méditerranée, du groupe d'éponges fossiles des Pharétronides.* Note (*) de MM. **Jean Vacelet** et **Claude Lévi**, présentée par M. Louis Fage.

On sait que les Éponges fossiles, actuellement connues sont surtout siliceuses et appartiennent aux Lithistides et aux Hexactinellides. Il existe, cependant, un ensemble important d'éponges calcaires, groupées par Zittel (1878) sous le nom de Pharétronides. Zittel définit ces éponges, apparues au Dévonien et disparues à la fin du Crétacé, par leur squelette fondamental fibreux, généralement composé de spicules calcaires agglomérés.

On a découvert dans les eaux indo-pacifiques sept espèces de Pharétronides vivantes, dont le squelette fondamental se compose, soit de fibres ou faisceaux de spicules entremêlés (*Lelapiidæ* Dendy et Row), soit d'un réseau spiculaire d'une seule pièce (*Petrostromidæ* Laub.), soit enfin, d'un réseau calcaire sans spicules (*Murrayonidæ* Dendy et Row). Seule, *Murrayona phanolepis* Kirkp. 1910 possède un squelette du troisième type.

Le caractère ancestral, la rareté et la distribution géographique de ces éponges donnent un certain intérêt à la découverte, que nous avons faite d'une *Murrayonidæ*, dans le Golfe de Marseille. Son biotope est très particulier; elle vit, en effet, fixée, à 10 m de profondeur, aux parois d'étroites galeries sous-marines, totalement obscures, où seul, l'éclairage artificiel permet de la découvrir, en plongée. La structure de son squelette situe cette espèce dans la famille des *Murrayonidæ*, mais certains détails anatomiques importants l'écartent du genre *Murrayona* Kirkp. et en font le type d'un nouveau genre *Petrobiona*, ainsi défini :

Pharetronides, *Murrayonidæ*, sans carapace écailleuse, avec spicules périphériques, macro et microdiactines, tétractines, triactines réguliers ou en fourchette. Type : *P. massiliana* n. sp.

Description. — Cette éponge est, à l'origine, globuleuse, mais les échantillons récoltés, allongés, mesurent 3 cm de long et 1 cm de large. Ils se composent de deux régions superposées, unies par un collet, qui isole une base morte, de couleur terne, d'une région supérieure vivante, d'un blanc pur.

La partie vivante se termine par un oscule central et distal, largement ouvert, vers lequel convergent quelques canaux exhalants de grande taille qui courent sous la surface. De nombreux pores sont répartis sur toute la surface, entre les mailles du réseau spiculaire périphérique.

La base partiellement recouverte par d'autres Spongiaires, est réduite au squelette fondamental, qui se compose d'un réseau très irrégulier et très dense de cristaux calcaires polygonaux. Cette masse calcaire est traversée par un certain nombre de canalicules dont les

pores sont visibles à la surface de la région basale. Dans la région du collet, le squelette est moins compact et creusé de grandes anfractuosités.

La partie apicale est recouverte de tissu vivant, mou et lacuneux, renforcé par les spicules périphériques. Il repose sur le squelette fondamental qui forme des crêtes entre lesquelles se trouvent les canaux aquifères principaux. Après décalcification partielle par l'acide trichloracétique 5 %, la région superficielle du squelette disparaît et il ne reste plus qu'une calotte de tissu mou relié à la masse calcaire interne par des cordons trabéculaires, de 60 μ de diamètre, contenus dans les canalicules.

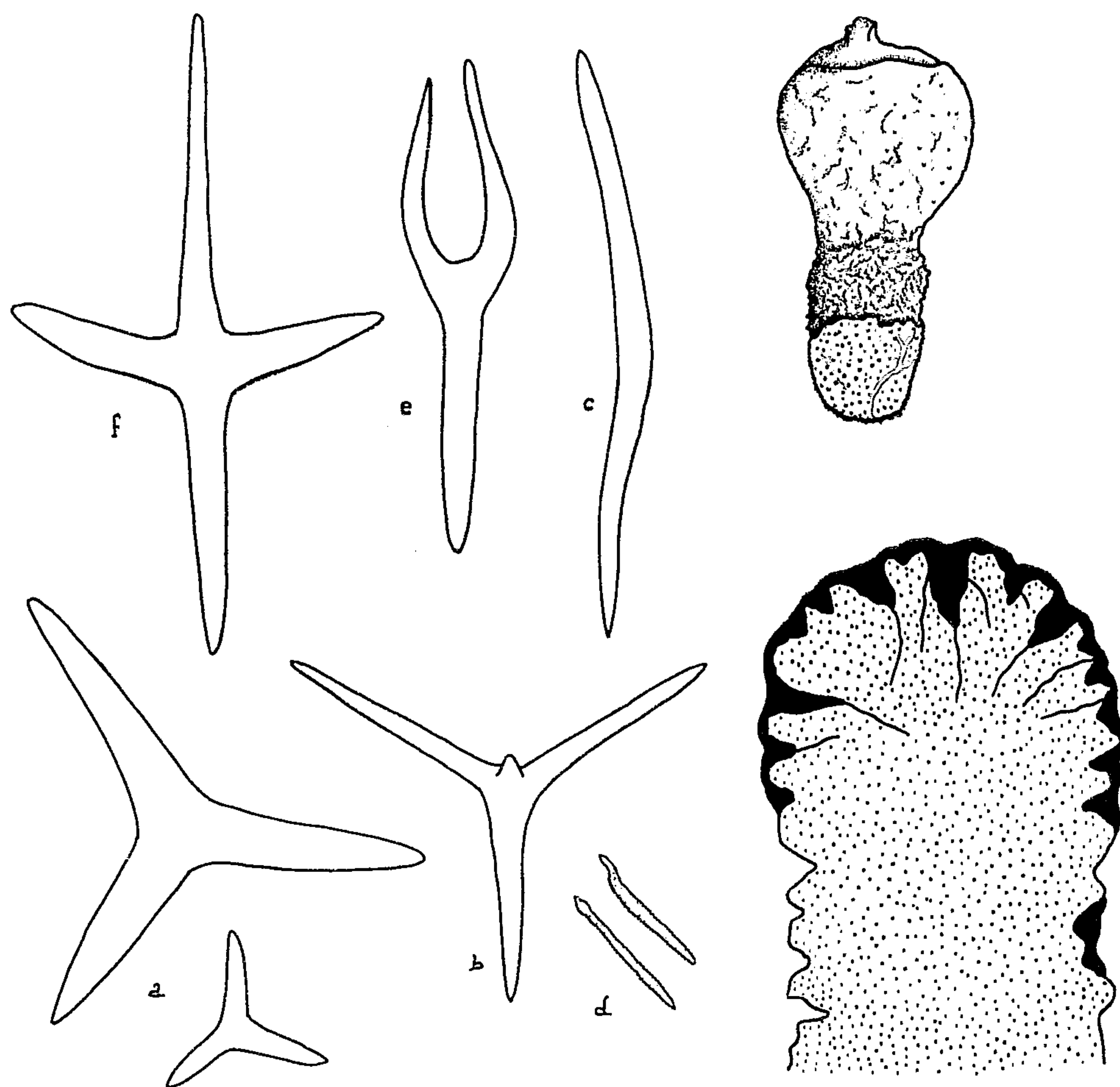


Fig. 1. *Petrobiona massiliana* n. gen. n. sp. — Fig. 2. Coupe longitudinale schématique : en noir, le tissu vivant; en pointillé, la masse calcaire interne. — Fig. 3. Spicules de *P. massiliana* n. gen., n. sp. *a*, *c*, *e*, *f*, × 330; *b*, *d*, × 875.

Le système aquifère est du type leuconoïde; les chambres vibratiles mesurent 50-75 μ de diamètre. Les choanocytes ont une base élargie et la position de leur noyau reste encore incertaine. Les spicules périphériques sont variés et assez localisés; on les divise en six catégories :

a. Triactines irréguliers, des canaux : 50-200 μ/20-40 μ;

b. Tétractines à actine courte ou triactines basilaires : 25-90 μ/6-8 μ;
c. Macrodiactines basilaires : 270-480 μ/11-20 μ;
d. Microdiactines épineux, en baïonnette, 30-40 μ/2 μ;
e. Triactines en fourchette, typiques des Pharétronides : 70-100 μ;
f. Tétractines cruciformes périosculaires atteignant 300 μ de long et 80 μ de large/8-27 μ.

L'étude histologique de cette espèce, que nous avons entreprise, doit nous permettre d'éclaircir le problème de la phylogénie des Pharétronides actuelles. Dendy et Row (1913) supposent, en se basant sur la position du noyau, apical ou basal, dans les choanocytes, qu'il s'agit d'un groupe diphylétique, dont les deux rameaux correspondent aux deux divisions fondamentales des *Calcarea*. Il est probable qu'on ne peut attribuer à la structure du squelette principal des *Murrayonidæ*, une importance trop grande pour cette discussion, car, si nous la retrouvons chez des Pharétronides fossiles, comme *Corynella gracilis* Mstr. (Zittel, 1878, *pl.* XII), elle existe également chez une éponge siliceuse aberrante : *Astrosclera willeyana* Lister.

Quel que soit le mode de formation de ce squelette, on ne peut l'attribuer, comme l'ont suggéré certains paléontologistes, à un phénomène secondaire, dû à la fossilisation.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

BIOLOGIE. — *Influence de l'ablation de l'organe* X *sur le comportement chromatique de* Leander serratus (*Pennant*). Note (*) de Mme **Chantal Pasteur**, présentée par M. Louis Fage.

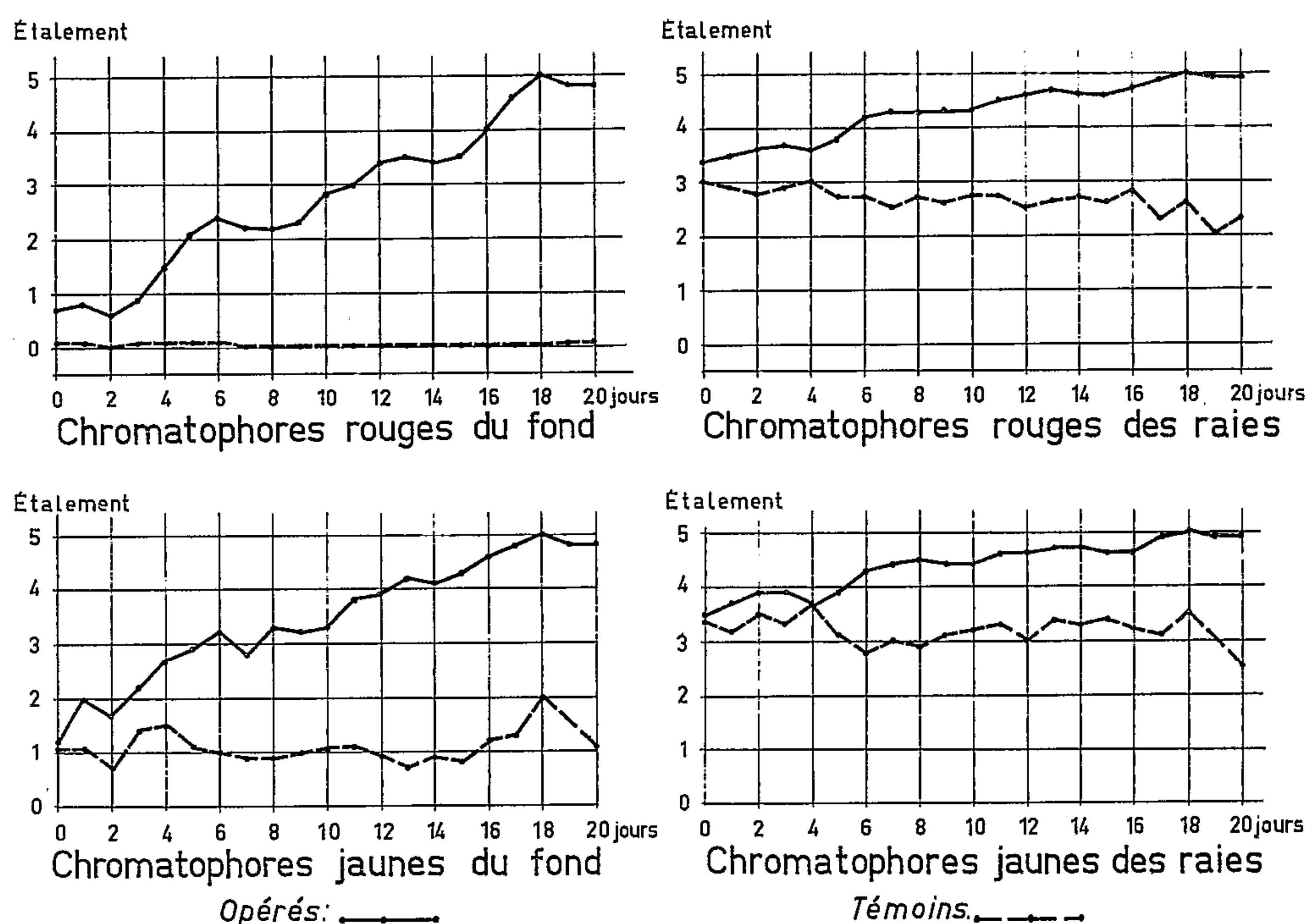
L'ablation des organes X entraîne une lente expansion des pigments de tous les chromatophores jusqu'à l'étalement maximum.

Après les expériences de Passano ([1]), qui ont démontré le rôle primordial de l'organe X et du complexe organe X-glande du sinus dans l'inhibition des phénomènes de la mue, on pouvait soupçonner l'organe X d'intervenir d'une façon effective dans d'autres contrôles endocrinologiques, attribués jusqu'alors à la seule glande du sinus ([2]). Ainsi, cette action hormonale pouvait se faire sentir sur le comportement chromatique; celui-ci, d'autre part, se prêtait d'autant mieux à une première expérimentation que ses moindres variations paraissent très sensibles à l'œil.

L'ablation bilatérale de l'organe X fut donc pratiquée sur plusieurs dizaines de crevettes mâles provenant de la région de Rabat, d'une longueur variant entre 5,5 et 6,6 cm, et situées *dans la période* C β de leurs stades d'intermue ([3]). L'organe X, localisé du côté interne (face dorsale du

pédoncule oculaire), se présente sous la forme d'une boule granuleuse blanc bleuâtre, nacrée, non diffuse, et se détache assez facilement des tissus environnants [méthode d'ablation de Panouse ([4]) pour la glande du sinus]. Une légère cautérisation est nécessaire pour limiter l'hémorragie et la plaie. Les deux pédoncules oculaires sont opérés à 24 h d'intervalle.

Les résultats qui suivent ont été obtenus à une température constante de 17°,5, avec un éclairement naturel moyen et sur fond blanc. Les courbes figurées se rapportent à la moyenne de 10 témoins et de 10 opérés.



La conséquence immédiate de l'opération est la migration du pigment rétinien, qui donne aux yeux des opérés leur aspect nocturne. Après la rupture de l'équilibre dans le système chromatique due au choc opératoire et son rétablissement rapide, on enregistre des changements progressifs dans le comportement des chromatophores dichromes (rouges et jaunes) des raies et du fond. Cette évolution est mesurée chaque jour après l'opération par la moyenne de trois mesures prises à 9 h, 15 h et 17 h 30 mn (immobilité des chromatophores dans la journée) à l'aide d'une échelle de notation de l'étalement des chromatophores ([4]).

Au début de l'expérience, témoins et opérés diffèrent peu, mais assez vite les opérés se distinguent par la netteté et par la coloration plus foncée de leurs raies. A partir du sixième jour environ, les pigments du fond commencent à s'étaler progressivement, avec des oscillations dues au rythme nycthéméral et des perturbations qui s'amortissent avec le temps. En

somme, dans le cas présent, l'étalement des pigments des raies et du fond croît au fur et à mesure quon se rapproche de la mue, l'expansion des pigments du fond se montrant toutefois plus lente que celle des pigments des raies. L'équilibre définitif est atteint à l'étalement maximum, quelques jours avant ou après l'exuviation ; la crevette est alors d'une belle coloration rouge irréversible.

Une quinzaine de jours approximativement est la durée nécessaire pour amener les pigments de leur état initial à cet état final (la même transformation, rappelons-le, ne demande que quelques heures après l'ablation des glandes du sinus ou la section des pédoncules oculaires.). L'évolution du pigment jaune est solidaire du pigment rouge, d'une part sur les raies, d'autre part sur le fond, mais les chromatophores des raies et ceux du fond ont un comportement indépendant.

La différence entre témoins et opérés est particulièrement sensible vers 18 h, heure à laquelle les chromatophores des témoins se contractent, ceux des opérés marquant au contraire un étalement supérieur à celui de la journée.

Conclusions. — L'action de l'organe X sur le comportement chromatique est certaine, mais rien, dans l'expérience relatée, ne s'oppose à ce que organe X et glande du sinus soient, ici encore, étroitement liés. L'interférence des faits chromatiques et des phénomènes de mue, simple coïncidence peut-être, fait l'objet d'une série de vérifications expérimentales actuellement en cours.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

(1) *Physiol. comp.*, 3, 1953, n° 1, p. 155-189.

(2) Knowles (*Endeavour*, 14, 1955, n° 54, p. 98; *Biol. Rev.*, 31, 1956, n° 4, p. 404) a d'ailleurs décelé dans l'organe X de *L. serratus* la présence à l'état inactif d'une substance qui deviendrait chromactive à l'égal des extraits de glande du sinus après ébullition ou dénaturation par l'alcool.

(3) Drach, *Bull. biol. France Belgique*, 78, 1944, p. 40-62.

(4) *Ann. Inst. océanogr.*, 23, 1946, n° 2, p. 65-147.

(*Institut Scientifique Chérifien, Rabat.*)

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Effets de la section des connexions nerveuses entre le cerveau et l'anneau de Weismann sur les cellules neurosécrétrices protocérébrales et sur la glande péritrachéenne de* Calliphora erythrocephala *Meig* (*Diptère*). Note (*) de M. **Bernard Possompès**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Effectuée avant un moment critique défini du dernier stade larvaire libre de *Calliphora erythrocephala*, la section des nerfs d'origine cérébrale desservant l'anneau de Weismann entraîne la suppression de la métamorphose (1). Cette intervention équivaut ainsi à une ablation de l'anneau de Weismann et a pour conséquence la persistance de l'état larvaire.

L'action stimulatrice exercée par les cellules neurosécrétrices protocérébrales sur les grandes cellules de la glande péritrachéenne, constituant de l'anneau de Weismann producteur de l'hormone de mue, exige donc l'intégrité des voies nerveuses interrompues par l'opération (B. Possompès, 1950 à 1954) (2).

La continuité anatomique ainsi requise par l'action cérébrale sur la sécrétion de l'hormone de mue est une modalité spéciale aux Diptères Cyclorrhaphes (3). Elle conduit à penser que le facteur issu de la *pars intercerebralis* emprunte obligatoirement un trajet nerveux pour atteindre la glande péritrachéenne. La présente étude, associant données cytologiques et données expérimentales, se propose d'apporter quelques arguments en faveur d'une telle interprétation.

Chez des larves du dernier stade libre encore en période de digestion du contenu du jabot, les nerfs unissant cerveau et anneau de Weismann, c'est-à-dire les nerfs du *corpus cardiacum*, sont sectionnés; en conséquence, les animaux accèdent à l'état de larves « permanentes ». Une semaine environ après l'opération, donc nettement au-delà du moment où le sujet se serait normalement empupé, ce dernier est sacrifié et traité suivant la technique de Gomori (hématoxyline chromique-phloxine).

Les faits cytologiques les plus saillants observés peuvent se résumer ainsi qu'il suit :

a. Les cellules neurosécrétrices du protocérébrum manifestent des signes visibles d'une intense activité sécrétoire; leur cytoplasme est surchargé de produits de sécrétion basophiles intensément colorés par l'hématoxyline. Les images observées, comparées à des préparations relatives à des animaux témoins, semblent traduire une accumulation de substances non évacuées.

b. La glande péritrachéenne de l'anneau de Weismann est réduite à un état évident de régression et de non fonctionnement : cytoplasme peu abondant, considérablement diminué à certains niveaux où les noyaux, normaux en apparence, se trouvent tassés les uns auprès des autres. Une comparaison avec la même formation observée chez des larves témoins permet de mesurer l'atrophie consécutive à l'opération.

Il paraît légitime de conclure à une corrélation entre les trois ordres de faits observés ici, à savoir :

1° la rétention du produit protocérébral de neurosécrétion;

2° l'atrophie, essentiellement cytoplasmique, des cellules de la glande péritrachéenne;

3° la suppression de la métamorphose,

tous faits provoqués, de toute évidence, par la rupture des nerfs de l'anneau de Weismann.

On peut donc supposer que le facteur protocérébral, né des cellules

neurosécrétrices de la *pars intercerebralis*, chemine le long des nerfs du *corpus cardiacum* et parvient ainsi à la glande péritrachéenne anatomiquement solidaire de ce dernier ([4]). Les nerfs du *corpus allatum*, issus du *corpus cardiacum* et étroitement enrobés sur tout leur parcours par les cellules de la glande péritrachéenne, pourraient jouer un rôle dans la transmission terminale du stimulus cérébral.

Il y a lieu de signaler que je n'ai jamais observé d'accumulation du produit neurosécrété sur les nerfs eux-mêmes, en amont de la section. Les effets observés par B. Scharrer après section des nerfs des *corpora cardiaca* chez *Leucophæa* ([5]) et par E. Thomsen après ligature des mêmes nerfs chez l'imago de *Calliphora* ([6]) ne se manifestent pas ici. Faut-il voir dans une telle absence le signe d'une dégénérescence ascendante des axones provoquée par le traumatisme?

Nous possédons actuellement des données cytologiques étendues sur la neurosécrétion à l'intérieur du système *pars intercerebralis-corpus cardiacum-corpus allatum* de nombreux Insectes ([7]), mais nous ignorons encore leur signification physiologique exacte. En revanche, les résultats exposés ci-dessus, obtenus chez *Calliphora erythrocephala*, suggèrent un lien de causalité entre des faits morphologiques relatifs à la production de substances protocérébrales neurosécrétées et des faits physiologiques concernant le rôle du cerveau dans l'induction de la métamorphose. Ils permettent d'entrevoir les bases cytologiques des relations fonctionnelles entre la *pars intercerebralis* et la glande sécrétrice de l'hormone de mue des Diptères supérieurs.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

([1]) Cette période critique au-delà de laquelle la rupture nerveuse devient inefficace précède notablement dans le temps la période critique d'action de l'anneau de Weismann lui-même (âge maximum auquel l'ablation de cet organe empêche la métamorphose). Les effets observés par Burtt chez *C. vomitoria*, après opérations effectuées 4 jours avant la formation du puparium, s'expliquent en raison du moment particulièrement précoce de l'intervention de cet auteur (*Proc. Roy. Soc. London*, B, 126, 1939, p. 210-223).

([2]) B. Possompès, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 594; *Arch. Zool. exp. gén.*, 89, 1953, p. 203-364; *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 78, 1953, p. 240-275; *Pub. Staz. Zool. Napoli*, 24, 1954, p. 59-62 (*Convegno sulla Neurosecrezione*, 1953).

([3]) Chez le Lépidoptère *Platysamia* (Williams) et chez l'Hémiptère *Rhodnius* (Wigglesworth), au contraire, le cerveau stimule la glande génératrice de l'hormone de mue en l'absence de toute innervation de cette dernière, vraisemblablement par voie sanguine.

([4]) Formation composite, l'anneau de Weismann est constitué par l'association du *corpus cardiacum*, de la glande péritrachéenne et du *corpus allatum* en une unité anatomique indivise unie au cerveau par les deux nerfs du *corpus cardiacum*.

([5]) B. Scharrer, *Biol. Bull.*, 102, 1952, p. 261-272.

([6]) E. Thomsen, *Pub. Staz. Zool. Napoli*, 24, 1954, p. 48-49 (*Convegno sulla Neurosecrezione*, 1953); *J. exp. Biol.*, 31, 1954, p. 322-330.

([7]) *Voir* la mise au point de Gabe (*Année Biol.*, 30, 1954, p. 5-62).

RADIOBIOLOGIE. — *Étude de la distribution du phosphore radioactif* (^{32}P) *par mesure externe des radiations de freinage.* Note de MM. **Maurice Tubiana** et **Pierre Albarede**, présentée par M. Léon Binet.

La sensibilité des compteurs à scintillation permet de les utiliser pour suivre la destinée d'un radioélément dans un organisme animal ou humain, même s'il s'agit d'un émetteur β pur, tel que le ^{32}P, grâce à la détection des radiations de freinage (Bremstrahlung). La répartition peut être ainsi étudiée chez l'Homme, après administration de 200 μC de ^{32}P.

Le radiophosphore atteint, dans un organisme, les concentrations les plus élevées dans les tissus en croissance rapide, notamment les tissus cancéreux. Le parcours, dans les tissus, des particules β de 1,7 MeV d'énergie maximum, émises par le ^{32}P, est au maximum de 8 mm, et en moyenne de 1,4 mm. Les méthodes de détection externe ont pu néanmoins être utilisées dans le cas de tumeurs superficielles ([1]), ([2]), mais leur emploi semblait difficile pour les tumeurs profondes, puisque lorsque le ^{32}P est distribué de façon homogène, plus de 50 % des rayons β qui atteignent un détecteur externe proviennent d'atomes situés à moins de 1 mm de profondeur ([3]). C'est pourquoi il nous a paru utile d'étudier les possibilités de techniques basées sur la détection des radiations de freinage (Bremstrahlung).

Principe. — Au cours de la décroissance d'un radioélément émetteur β pur, il y a émission de photons par radiations de freinage internes, associées à l'émission hors du noyau de la particule β, et externes, émises lors du ralentissement de la particule par les champs électriques des noyaux près desquels passe sa trajectoire. Dans le cas du ^{32}P ([4]), ([5]), ([6]), ([7]) dans l'eau, le nombre de photons de plus de 50 keV d'énergie émis est d'environ 5 % du nombre de désintégrations, et la totalité des photons emporte environ 5 % de l'énergie des particules β.

Technique. — Les impulsions, recueillies à la sortie d'un compteur à scintillation sont analysées grâce à un sélecteur à canal de 1,5 ou 5 V pouvant également être utilisé en discriminateur à seuil unique. Leur amplitude est étalonnée en énergie grâce aux γ émis par le ^{170}Tm, le ^{144}Ce, le ^{203}Hg et le ^{131}I, ainsi que par les rayons X émis par des feuilles d'or, de plomb, de tungstène et d'uranium excités par des électrons. Le cristal est entouré d'un collimateur de plomb présentant un canal cylindrique de 5 cm de diamètre. La source est constituée par quelques millimètres cubes d'une solution de ^{32}P scellés au centre d'une sphère de « plexiglas » de 1 cm de rayon.

Résultats. — 1° La distribution spectrale de l'énergie des impulsions a été étudiée : *a.* la source étant à l'air libre avec deux cristaux cylindriques

d'iodure de sodium, l'un de 3,7 cm d'épaisseur et diamètre (courbe 1 *a*), l'autre de 2,7 cm d'épaisseur et 3 cm de diamètre (courbe 1 *b*). Le nombre d'impulsions décroît rapidement, en fonction de l'énergie. Avec le plus petit cristal le nombre d'impulsions compté est plus faible, surtout dans le domaine des énergies élevées; *b*. la source étant entourée dans toutes les directions, sauf celle du détecteur par un milieu de densité 1 (plexiglas), les photons diffusés qui y prennent naissance augmentent le nombre d'impulsions de basse énergie (courbe 2); *c*. la source se trouvant située à des profondeurs croissantes au sein d'un milieu de densité 1 (la distance source-cristal demeurant constante) les deux effets s'additionnent : apparition d'un rayonnement diffusé et filtration du rayonnement direct par les épaisseurs croissantes d'eau.

2° Les conditions optimum de mesure *in vivo* sont celles pour lesquelles le rapport entre les nombres d'impulsions dues à la source et au mouvement propre est le plus grand et l'influence de la diffusion et de la filtration est la plus faible. Il est préférable d'utiliser un cristal épais et, avec un canal de 5 V, un seuil choisi entre 5 et 10 V. Avec un seuil de 5 V et une distance source-cristal de 45 cm, on compte 6 000 imp/mn par millicurie de ^{32}P, et, dans les mêmes conditions géométriques et électroniques, 75 000 imp/mn par millicurie de ^{131}I.

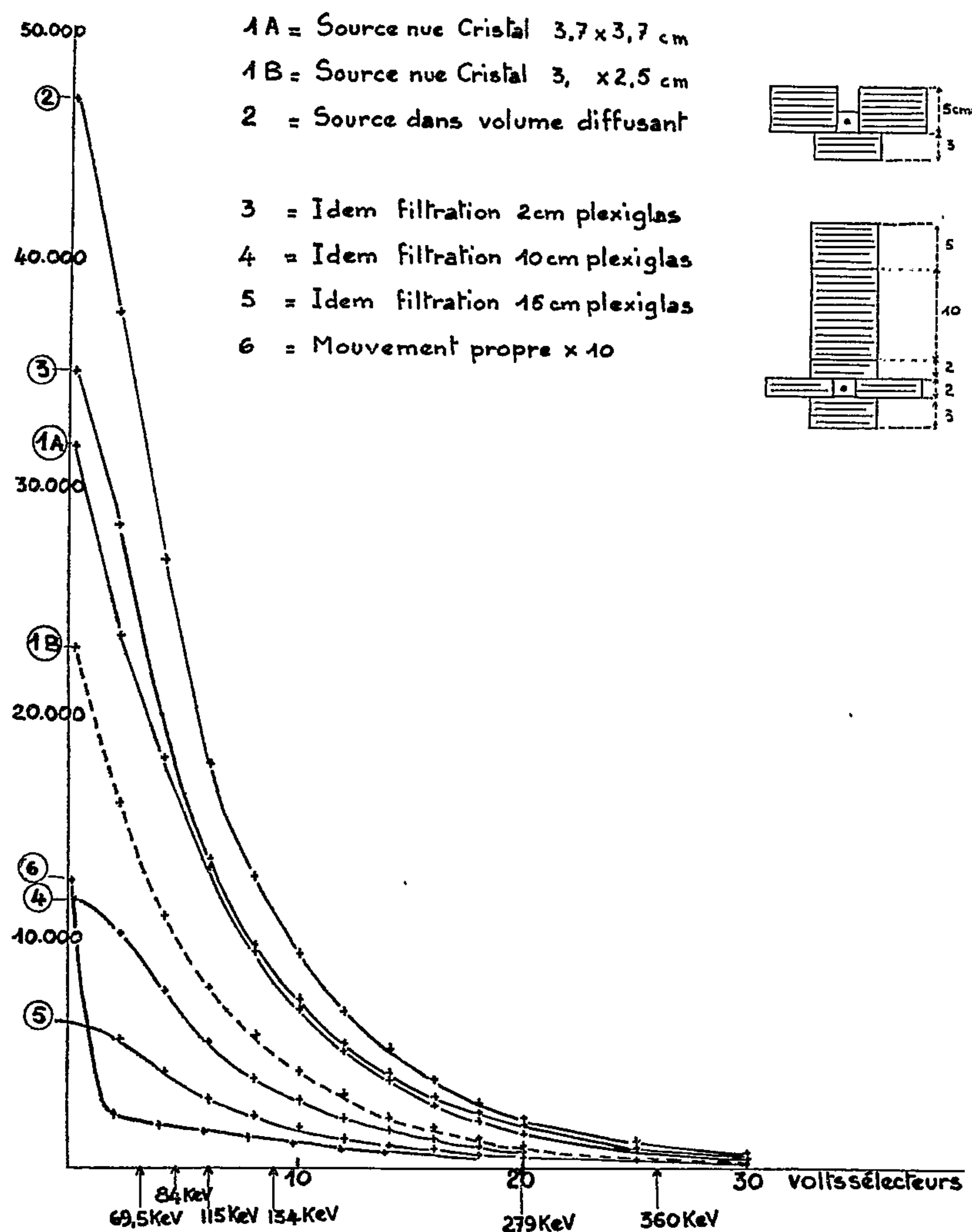
3° Un collimateur de plomb de 1 cm de diamètre et 5 cm d'épaisseur délimite un faisceau dont on étudie la courbe d'atténuation. En comptant toutes les impulsions quelles que soient leurs énergies (seuil 0, position discriminateur), celle-ci se décompose après filtration par du cuivre, en plusieurs exponentielles; la première correspond à un rayonnement dont le coefficient d'atténuation est 1,2 cm^2/g, soit à une énergie moyenne d'environ 70 keV. En ne mesurant que les impulsions d'amplitude comprises entre 2,5 et 7,5 V les coefficients d'atténuation pour la première exponentielle sont dans le cuivre de 0,310 cm^2/g et dans l'aluminium 0,150 cm^2/g, correspondant à des photons d'une énergie de 120 keV.

4° La composition atomique influe sur l'émission des radiations de freinage. Le nombre d'impulsions est plus grand lorsque le ^{32}P est situé dans de l'os que dans des tissus mous. La différence est, pour un canal de 1,5 V, de 12,5 % pour un seuil 0, de 5 % pour un seuil de 5 V, de moins de 1 % pour un seuil de 9 V.

5° Le radioélément est réparti dans l'organisme de façon diffuse avec des zones d'hyper- ou d'hypoconcentration. Des conditions analogues sont réalisées par un bac empli de 20 l de solution faiblement concentrée en ^{32}P, dans lequel est déplacée une ampoule renfermant une solution plus concentrée.

a. Les particules β provenant des couches les plus superficielles sont arrêtées par filtre de 8 mm de « plexiglas ». C'est lorsqu'il est situé au contact

du cristal que la plus petite proportion de photons provoqués par les β dans le filtre parvient au détecteur; mais l'avantage par rapport aux autres positions est faible.



b. Le nombre d'impulsions est compté lorsque l'ampoule se trouve dans l'axe du collimateur ou en dehors de lui. Avec une distance cristal-surface de 10 cm, pour que le nombre d'impulsions soit de 25 % plus élevé dans le premier cas, il faut que la source de concentration élevée contienne une radioactivité équivalente à celle contenue dans 120 ml de solution si elle est à 2 cm de profondeur, à 250 ml à 6 cm, 600 ml à 10 cm, 1250 ml à 14 cm, et 2 500 ml à 20 cm. Si le volume de la source concentrée est de 50 ml, le rapport des concentrations doit donc varier entre 2,5 et 50, et s'il est de 10 ml entre 12 et 250.

6° Après injection de 200 μC on peut mesurer, chez l'Homme la radioactivité de viscères tels que le foie et la rate et comparer la fixation dans une tumeur et les tissus voisins.

(1) L. D. Marinelli et B. Goldschmidt, *Radiology*, 39, 1942, p. 454.
(2) Mc Corkle, Low-Beer, Bell et Stone, *Surgery*, 24, 1948, p. 409.
(3) E. Strajman, *Univers. of Calif. pub. Physiol.*, 8, 1951, p. 333.
(4) E. Boehm et C. S. Wu, *Phys. Rev.*, 93, 1954, p. 518.
(5) A. Michalowicz, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 156.
(6) Goodrich, Levinger et Payne, *Phys. Rev.*, 91, 1953, p. 1225.
(7) R. Loevinger et S. Feitelberg, *Nucleonics*, 13, 1955, p. 42.

Laboratoire des Isotopes Institut Gustave Roussy (Villejuif, Seine).

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Spectre hématinique des microsomes de la cellule hépatique du Rat.* Note de Mme **Paulette Chaix**, MM. **Roger Monier**, **Jean-François Petit** et **François Zajdela**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Les spectres d'absorption, enregistrés à la température de l'azote liquide après réduction, révèlent l'existence de deux pigments hématiniques, dont les bandes α sont situées à 552 et 558 mμ dans les microsomes isolés de la cellule hépatique du Rat.

Strittmatter et Ball (1) ont les premiers indiqué la présence, dans les microsomes de la cellule hépatique des Mammifères, d'un pigment hématinique, ultérieurement identifié au cytochrome b_5 par Chance et Williams (2). A la température ordinaire, ce pigment, après solubilisation par le désoxycholate, présente à l'état réduit une bande dont le maximum est situé à 557 mμ (1).

Nous avons appliqué aux microsomes de la cellule hépatique du Rat la technique spectrographique de Chaix et Fromageot (3), à la température de l'azote liquide. Les cellules hépatiques sont obtenues à l'état isolé, débarrassées de tout élément conjonctif, par la méthode d'Anderson (4), à partir de foies de rats mâles Wistar (250-400 g). Elles sont homogénéisées en présence de 9 vol de milieu de A. B. Novikoff (5) modifié. Les cellules intactes et les noyaux sont éliminés par centrifugation à 600 g. Une fraction constituée de grosses mitochondries est sédimentée à 3 600 g. Une centrifugation à 20 000 g donne une fraction intermédiaire, renfermant un mélange de petites mitochondries et de microsomes. Enfin une centrifugation à 100 000 g permet d'obtenir une fraction composée exclusivement de microsomes. Toutes les opérations sont effectuées à 2°. Des résultats comparables peuvent être obtenus dans le saccharose 0,25 M; toutefois, dans ce milieu, les mitochondries sont moins stables et il est plus difficile d'obtenir une fraction microsomique complètement dépourvue

de fragments mitochondriaux, dont la présence est révélée par la spectrographie.

Les spectres à — 190° des cellules intactes et des microsomes, après réduction, sont représentés dans la figure 1. On voit que le spectre des microsomes réduits par l'hydrosulfite présente deux bandes α, situées

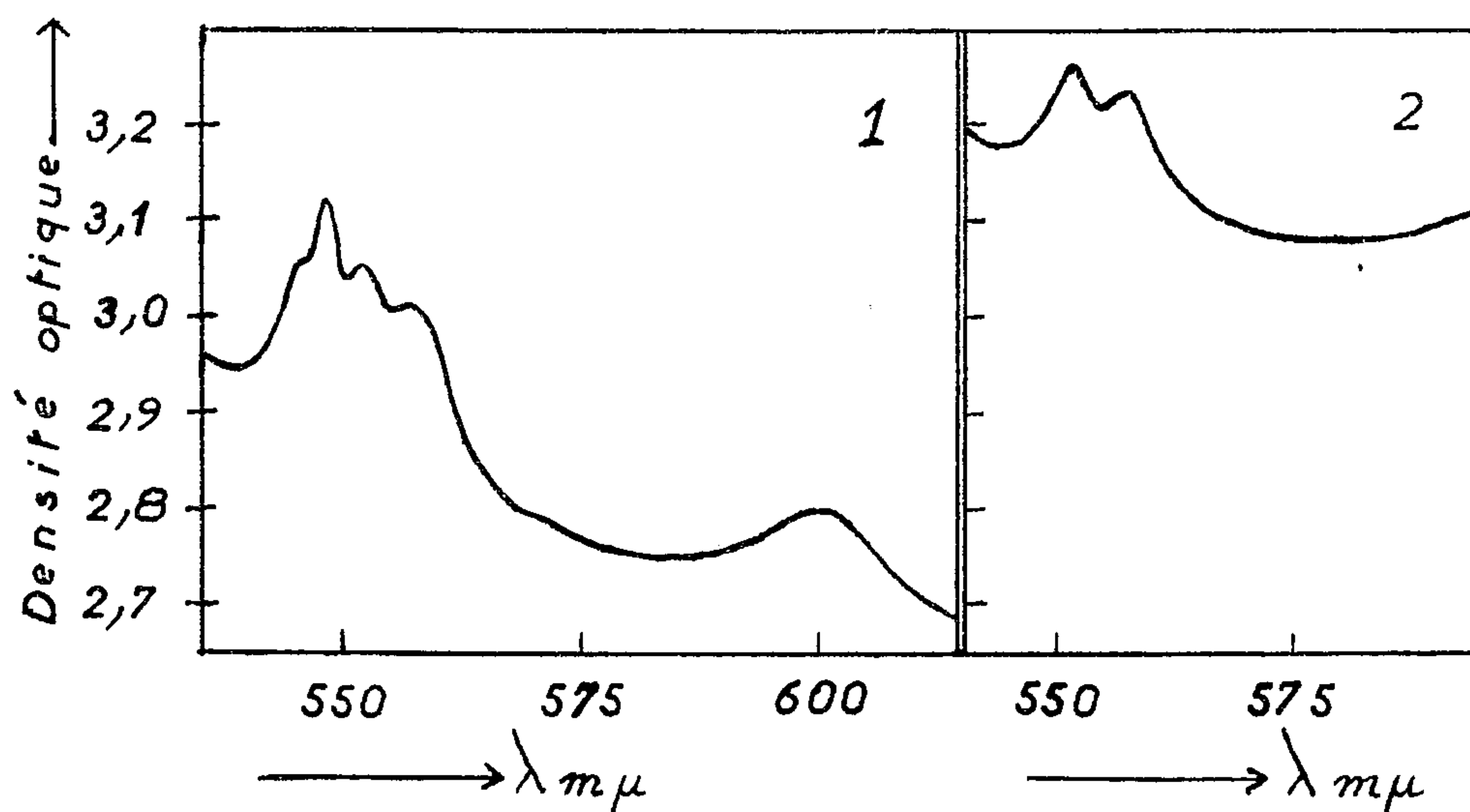


Fig. 1. — Spectrogrammes à la température de l'azote liquide (— 190°) :
1. d'une suspension de cellules hépatiques de Rat isolées; épaisseur de la préparation : 1,5 mm;
2. d'une suspension de microsomes de cellules hépatiques de Rat; épaisseur de la préparation : 2 mm.
Les deux préparations ont été réduites pendant 1 mn 30 s
par de l'hydrosulfite de soude 0,003 M environ. Elles ont ensuite été plongées dans l'azote liquide.

à 552 et 558 mμ. Ces deux bandes sont presque d'égales importances. Il se pourrait que l'une des deux corresponde à un pigment dénaturé. Cette première hypothèse paraît peu vraisemblable, étant donné les conditions de réduction utilisées. On peut envisager d'autre part, soit que la température de — 190° fasse apparaître deux groupes de bandes d'absorption correspondant à un seul pigment, comme dans le cas du cytochrome *c* purifié [6], soit qu'il existe réellement deux pigments distincts dans les microsomes de la cellule hépatique. C'est cette dernière hypothèse qui nous paraît devoir être retenue. En effet, les études récentes de E. Stotz et coll. [7] permettent de penser que la division des bandes d'absorption du cytochrome *c* à basse température correspond en réalité à l'existence de deux composants chimiquement distincts. En outre, D. Garfinkel [8], cherchant à isoler le cytochrome b_5 des microsomes du foie de lapin, a obtenu des préparations dont le spectre à — 190° comporte une bande α principale à 553 mμ, accompagnée d'une deuxième bande α beaucoup plus faible, à 557 mμ. Des recherches sur l'identification défi-

nitive des deux pigments sont poursuivies actuellement dans nos laboratoires.

(1) C. F. STRITTMATTER et E. G. BALL, *J. Cell. Comp. Phys.*, 43, 1954, p. 57.
(2) B. CHANCE et G. H. WILLIAMS, *J. Biol. Chem.*, 209, 1954, p. 945.
(3) P. CHAIX et CL. FROMAGEOT, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 24, 1942, p. 1259.
(4) N. G. ANDERSON, *Science*, 117, 1953, p. 627.
(5) A. B. NOVIKOFF, *J. Biochem. Biophys. Cyt.*, 2 (Supplément), 1956, p. 65.
(6) R. W. ESTABROOK, *J. Biol. Chem.*, 223, 1956, p. 781.
(7) E. STOTZ, M. MORRISON et G. MARINETTI, dans O. H. GAEBLER, *Enzymes : Units of biological structure and function* (Academic Press, New-York, 1956, p. 401).
(8) D. GARFINKEL, *Archiv. Biochem. Biophys.*, 71, 1957, p. 111.

(*Laboratoire de Chimie biologique de la Faculté des Sciences et Fondation Curie.*)

IMMUNOLOGIE. — *Recharge de l'organisme humain en γ-globulines immunisantes d'origine animale. Bases expérimentales et conditions biologiques.* Note de M. **PHILIPPE BARRAL**, transmise par M. Gaston Ramon.

Des recherches antérieures (1), (2) nous ont permis de séparer du sérum d'animaux traités préalablement soit par la strychnine, soit par l'aninsuline, deux fractions euglobuliniques; de même constitution électrophorétique (globuline γ); ces deux fractions floculent de la même manière au contact de l'antigène aninsuline (3) correspondant, mais présentent, *in vivo*, des propriétés physiologiques opposées vis-à-vis de la strychnine, la fraction B étant immunisante, alors que la fraction M est sensibilisante vis-à-vis de cet alcaloïde.

En outre, les fractions obtenues à partir du même échantillon de sérum peuvent floculer entre elles. Le pigment sanguin en faisant disparaître la fraction sensibilisante, ménage la fraction immunisante, et permet d'obtenir une augmentation considérable du pouvoir anticorps de la fraction B immunisante, chez les chevaux injectés à l'aninsuline.

Nous précisons, dans cette Note, les points suivants :

1. *Rapports entre la teneur en fraction* B *du sérum d'une espèce animale et sa résistance générale.* — La Pathologie comparée montre que les espèces dont le sérum est très riche en fraction B, telles que le Mulet, le Cheval, sont les plus résistantes au point de vue biologique. Celles dont le sérum en est presque dépourvu (Cobaye, Lapin) sont les plus fragiles, les plus sensibles aux agressions pathogènes. Entre ces deux groupes, par ordre décroissant, se placent le Mouton, le Bœuf, puis le Porc et le Chien.

Chez l'Homme, les très grandes variations individuelles s'étagent depuis

le niveau du Cheval jusqu'à celui du Chien et, exceptionnellement jusqu'à celui des cuniculidés.

2. *Comportement* in vitro *de la fraction* B. — Le sérum, conservé au froid, perd en quatre jours, une portion plus ou moins importante de sa fraction B; cette « pente de chute » peut être nulle, ou faible, ou très inclinée.

3. *Comportement de la fraction* B in vitro, *au contact d'un sérum.* — Après addition d'une quantité déterminée de fraction B à un sérum homologue ou hétérologue, celle-ci disparaît le plus souvent, au moins en partie; le résultat de cette « recharge » *in vitro* d'un sérum par la fraction B du même sérum ou d'un autre sérum est plus ou moins important, parfois même nul.

Les essais thérapeutiques nous ont montré que seule est réellement active la fraction B possédant la propriété de « recharger » *in vitro* un sérum.

Les données exposées ci-dessus, les très nombreuses déterminations effectuées sur le sérum de sujets sains ou malades, dont certains ont été suivis pendant des années, permettent de retrouver, chez l'Homme, ces diverses caractéristiques de la fraction B :

— Chez les sujets résistants : taux élevé, pente de chute faible, pouvoir de recharge important;

— Chez les sujets peu résistants, plus sensibles aux atteintes pathogènes, taux peu élevé, pente de chute forte, pouvoir de recharge insignifiant ou nul.

A la lumière de nos recherches, dont cette Note expose une partie, nous tenons à préciser que le transfert de cette γ-globuline immunisante que constitue la fraction B, d'un organisme animal « donneur » à un organisme humain « récepteur », nécessite, pour assurer la « recharge » effective de ce dernier, les conditions suivantes :

— Extraction de la fraction B des espèces animales les plus riches;

— Stabilisation de celle-ci par précipitation rapide à partir du sérum;

— Potentialisation de son activité par l'emploi d'une technique nouvelle permettant d'obtenir une fraction B douée de la propriété de « recharger » *in vitro* un sérum, lorsqu'elle ne la possédait pas spontanément.

La preuve biologique de la réalité de cette recharge d'un organisme récepteur par la fraction B constituée de γ-globuline immunisante, est donnée par deux ordres de faits :

— Au point de vue spécificité, transfert d'une propriété spécifique anticorps (anti-aninsuline par exemple) de la fraction B du sérum d'un animal donneur dans la fraction B d'un sujet récepteur dont le sérum en était auparavant dépourvu, que cette γ-globuline immunisante soit administrée par voie buccale ou parentérale;

— En dehors de toute spécificité, l'administration par voie buccale, à dose suffisante, de la fraction B provenant d'animaux non préparés par un antigène, permet d'obtenir une modification de sens favorable des caractéristiques de la fraction B du récepteur (niveau, pente de chute), ainsi qu'une action thérapeutique manifeste chez des sujets présentant des états pathologiques graves et, en principe, irréversibles. Par voie parentérale, nous avons observé une augmentation des γ-globulines du récepteur, même en dehors de modifications importantes de sa fraction B.

Nos recherches montrent tout l'intérêt d'utiliser en thérapeutique humaine cette γ-globuline immunisante (fraction B) d'origine animale, dont la source de production abondante permet une très large utilisation, à doses extrêmement élevées, soit par voie buccale, soit, sous certaines conditions, par voie parentérale.

(1) Ph. Barral, G. Guillot, M. Dumestre et R. Motte, *Revue de Pathologie comparée et d'Hygiène générale*, 51, n° 625, 1951, p. 154.

(2) Ph. Barral, *Revue de Pathologie générale et comparée*, n° 648, mai 1953, p. 655-675.

(3) Ph. Barral, *C. R. Soc. Biol.*, 120, 1935, p. 993 et *Presse Médicale*, 54, 1946, p. 374

La bibliographie complète et le détail de ces recherches seront exposés dans un Mémoire de Ph. Barral, P. Genevois et L. Boutet, à paraître dans la *Revue de Pathologie générale et de Physiologie clinique*.

CANCÉROLOGIE. — *Évolution des acides nucléiques dans les corps d'inclusions provoqués par le virus du fibrome de Shope*. Note (*) de Mlle **Thérèse Constantin** et M. **Henri Febvre**, présentée par M. Robert Courrier.

L'acide désoxyribonucléique et l'acide ribonucléique figurent dans les corps d'inclusions du virus du fibrome de Shope leur répartition varie au cours de l'évolution des corps d'inclusions.

Si l'on infecte les cellules de la souche de testicules de lapin (souche TLA) avec le virus du fibrome de Shope à raison d'une dose infectante par cellule, on constate que les corps d'inclusions apparaissent dans le cytoplasme de la plupart des cellules (2).

Nous avons étudié ces corps d'inclusions par les méthodes suivantes : fixation au Helly, ou mieux, aux vapeurs d'acide osmique. Trois colorations ont été employées simultanément :

— Giemsa suivant la technique de Bland et Robinow (3);

— Feulgen avec coloration de fond au vert lumière;

— vert de méthyle pyronine, technique de Brachet avec test à la ribonucléase (4).

Ces colorations ont été appliquées à des intervalles de temps variables après l'infection initiale par le virus. Elles donnent dans l'ensemble des résultats concordants et permettent de distinguer trois phases dans l'évolution des corps d'inclusions :

Première phase. — Les corps d'inclusions apparaissent à la cinquième heure d'infection. A ce stade ils prennent dans leur totalité la coloration de Feulgen ainsi que nous l'avons signalé dans une publication antérieure ([5]). Ils se colorent en outre en rose au Giemsa, en vert au vert de méthyle pyronine.

Deuxième phase. — A partir de la neuvième heure des points colorés d'une manière différente apparaissent sur le fond jusque-là uniforme du corps d'inclusion. Le test de Brachet à la ribonucléase permet de penser qu'il s'agit de condensation *d'acide ribonucléique.* Les autres colorations, et en particulier le Feulgen, confirment ce fait. Les points d'abord à la limite de la visibilité, augmentent progressivement de taille au détriment de l'aire Feulgen positive. A partir de la dix-huitième heure apparaissent dans la région restée Feulgen positive des condensations intensément colorées en pourpre par cette méthode qui sont appelées à leur tour à disparaître ultérieurement.

Troisième phase. — Au quatrième ou cinquième jour après l'infection, seul l'acide ribonucléique subsiste. Les corps d'inclusions sont entièrement Feulgen négatifs. Les tests à la ribonucléase montrent qu'ils sont formés d'acide ribonucléique. Les cellules qui les contiennent sont alors très près de se lyser, les noyaux sont vacuolaires, le cytoplasme granuleux.

Remarquons du reste que dans une même culture toutes les cellules ne se trouvent pas dans la même phase d'infection. Ceci peut s'expliquer, soit par un asynchronisme de l'infection initiale, soit par des réinfections dues à des virus néoformés qui commencent à apparaître dans les corps d'inclusions à partir de la huitième heure. Il n'en est pas moins vrai qu'au début de l'infection les corps d'inclusions sont formés d'acide désoxyribonucléique, et en fin d'infection ils sont formés d'acide ribonucléique.

En conclusion, et en rapprochant ces résultats des constatations que nous avons faites au microscope électronique ([1]) on peut penser que :

— le viroplasme décrit dans les premiers stades de la formation du corps d'inclusion est formé d'acide désoxyribonucléique;

— l'acide ribonucléique apparaît lorsque les corpuscules de virus sont visibles au microscope électronique et par conséquent il y a de fortes chances pour qu'il entre dans leur constitution. Quand les corpuscules occupent la totalité du corps d'inclusion, le viroplasme Feulgen positif a disparu.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

([1]) Avec la collaboration technique de Sylvie Lheureux.

([2]) H. Febvre, J. Harel et J. Arnoult, *Bull. Cancer*, 44, 1957, p. 92-105.
([3]) J. O. W. Bland et C. F. Robinow, *J. Path. Bact.*, 48, 1939, p. 381-403.
([4]) J. Brachet, *Quart. J. Micr. Sciences*, 1953, 94, p. 1.
([5]) Th. Constantin et H. Febvre, *C. R. Soc. Biol.*, 60, 1956, p. 114-116.

(*Travail de l'Institut de Recherches sur le Cancer, Villejuif, Laboratoire de Cytobiologie.*)

PHYSIOLOGIE. — *Effets de l'adrénaline sur l'activité électrique du cœur de Mammifères.* Note (*) de MM. **Yves-Michel Gargouïl, Robert Tricoche,** Mlle **Diane Fromenty** et M. **Édouard Coraboeuf**, présentée par M. Léon Binet.

Des modifications de l'activité électrique du tissu cardiaque sous l'influence de l'adrénaline ont été observées par l'intermédiaire de dérivations externes unipolaires sur le ventricule de Chien ([1]); à l'aide d'électrodes de lésion, à succion, sur le tissu auriculaire ([2]); par la voie transmembranaire sur la fibre auriculaire du Chien ([1]), ([3]), ([4]) et sur la fibre de Purkinje du Mouton ([5]).

Il ressort de ces travaux que l'adrénaline provoque des modifications de la repolarisation cellulaire sans qu'on puisse souvent préciser dans quel sens se produisent ces modifications ([1]), ([2]).

Disposant d'un matériel (cœur de rat refroidi) présentant des potentiels à décours sigmoïde très prononcé, c'est-à-dire à « plateau » de faible amplitude, il nous a semblé intéressant d'étudier les effets de l'adrénaline sur ce type de potentiel d'action. Nous avons pensé que cette substance, très active au niveau de la cellule cardiaque, pouvait modifier le décourt du « plateau » vraisemblablement liée à l'activité métabolique de la fibre cardiaque ([4]), ([6]).

La technique d'enregistrement est semblable à celle utilisée lors de nos précédentes recherches ([6]), ([7]), toutefois, l'enregistrement simultané de l'électrocardiogramme (E. C. G.) et de l'électrogramme interne est obtenu grâce à un oscillographe à double-canon Dumont.

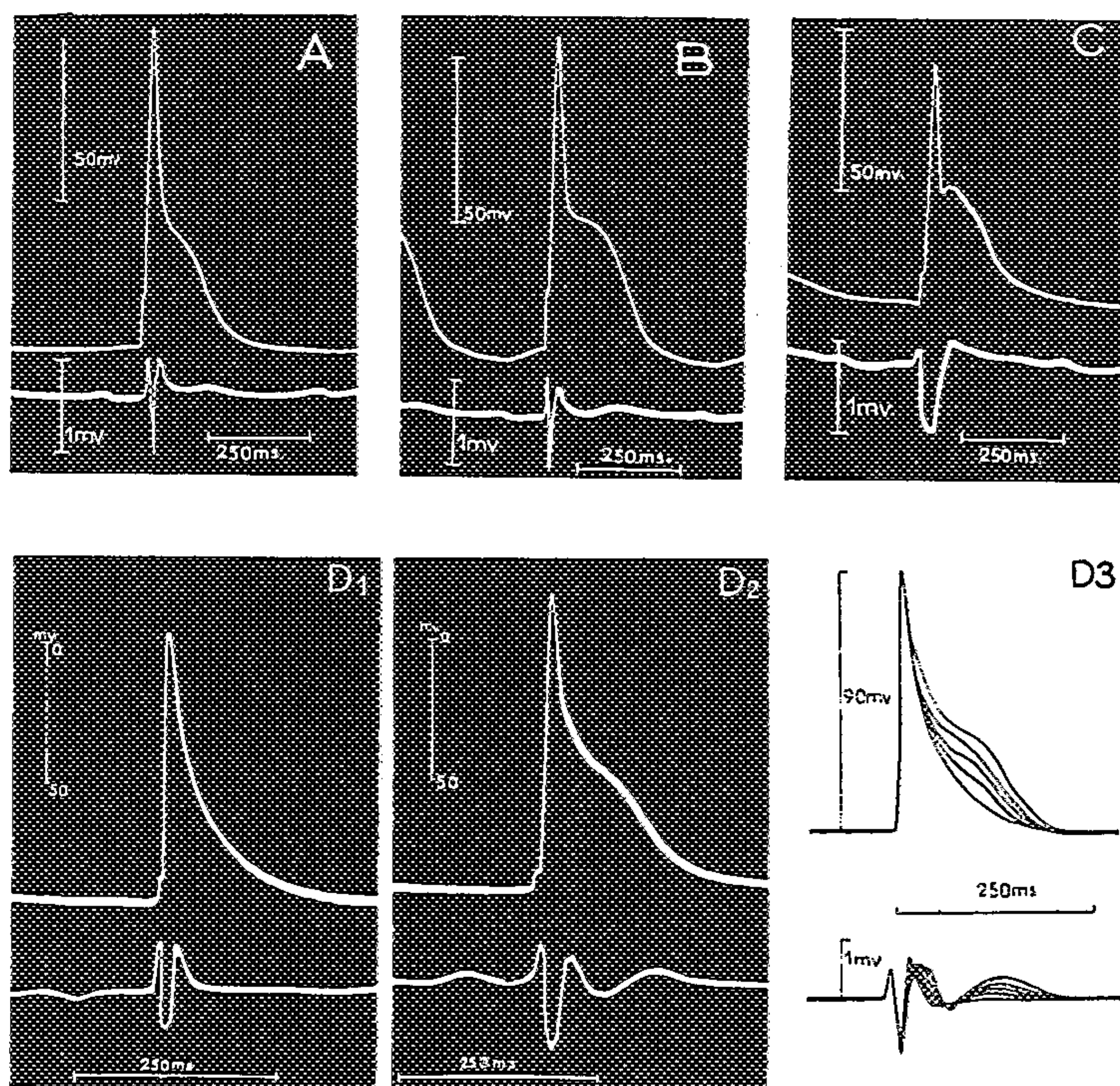
L'animal est préparé comme précédemment ([6]), ([7]), les injections d'une solution d'adrénaline à 1/200 000e dans le liquide physiologique de Mac Ewen hépariné, sont pratiquées dans la veine jugulaire interne par l'intermédiaire d'un cathéter en polyvinyle.

— La figure A représente un potentiel d'action ventriculaire monophasique, enregistré chez le Rat à 22°C. Le tracé supérieur (électrogramme interne), présente une pointe et un plateau bien individualisés; le tracé inférieur (E. C. G.) présente deux accidents lents que nous avons déjà interprétés ([6]).

— La figure B montre les enregistrements internes et externes obtenus après injection de 2,5 ml de la solution d'adrénaline à 1/200000e.

L'injection d'adrénaline a modifié l'amplitude des potentiels consécutifs négatifs dans le sens d'un accroissement de l'amplitude du plateau. Ce phénomène a été observé sur tous nos enregistrements.

— La figure C représente l'un des tracés obtenus lors d'une injection rapide : on observe un phénomène de dépolarisation transitoire provoquant un « ressaut » du plateau, accident qui vient interrompre la phase de repolarisation rapide. Ce phénomène, observé sur de nombreux enregistrements, est accompagné d'une modification profonde du E. C. G. correspondant; il semble lié à la vitesse de l'injection, c'est-à-dire à la concentration de l'adrénaline au niveau de la fibre ventriculaire.



Effets d'injections d'adrénaline sur les potentiels d'action ventriculaires et sur l'électrocardiogramme de rat refroidi.

A, cœur normal à 22°C; B, injection progressive d'adrénaline. 2,5 ml au 1/200 000e, 1 mn après l'injection; C, injection à même concentration qu'en B, mais effectuée plus rapidement (2 ml au lieu de 2,5). On note l'apparition et le développement du ressaut de potentiel qui modifie le décours du plateau. Le E. C. G. est également très modifié. La diminution d'amplitude observée est probablement due à la sortie progressive de l'électrode; D_1 à D_3, autre type d'activité électrique; D_1, sans adrénaline; D_2, adrénaline, 1 ml au 1/200 000e; D_3, tracés superposés montrant, à la suite de cette injection, les modifications progressives du plateau de la réponse monophasique et du E. C. G. Le phénomène dure 1 mn environ et est parfaitement réversible.

La figure D montre l'action de l'adrénaline sur le ventricule de rat froid et placé dans des conditions telles que les tracés externes et internes sont particulièrement modifiés. Ces modifications seront précisées dans une publication ultérieure.

L'enregistrement D_1 traduit l'allure d'un potentiel d'action possédant un plateau d'amplitude pratiquement nulle et un E. C. G. correspondant, avec un seul accident lent.

L'injection intraveineuse de 1 ml de la solution diluée d'adrénaline provoque la réappa-

rition d'un plateau d'amplitude appréciable pendant 1 mn. Simultanément, une seconde onde lente apparaît sur le E. C. G. (*fig.* D_2). De nombreux tracés intermédiaires ont été enregistrés (*fig.* D_3).

Dans tous les cas, les modifications du plateau ont été reversibles.

Conclusion. — Les tracés montrent que l'injection d'adrénaline à l'animal (rat froid) augmente l'amplitude du plateau du potentiel d'action ventriculaire, plateau que l'on peut considérer comme un potentiel consécutif négatif. Dans la mesure où cette substance augmente le métabolisme cellulaire, nos observations confirment l'hypothèse, déjà proposée ([4]), selon laquelle l'amplitude du « plateau » est proportionnelle à l'intensité du métabolisme.

Une modification importante du tracé interne se retrouve sur le tracé externe ; l'adrénaline transforme un potentiel d'action à phase de repolarisation pratiquement constante et un E. C. G. à accident lent unique, en un potentiel d'action à décours sigmoïde présentant un plateau synchrone d'un deuxième accident lent du E. C. G.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

([1]) A. A. SIEBENS, B. F. HOFFMAN, Y. ENSEN, J. E. FARRELL et C. MAC BROOKS, *Amer. J. Physiol.*, 175, 1953, p. 1.

([2]) L. CHURNEY, *Amer. J. Physiol.*, 171, 1952, p. 516.

([3]) R. DISTEL, *Thèse de Doctorat en Médecine*, Paris, 1955.

([4]) E. CORABOEUF, R. DISTEL et J. BOISTEL, *Congr. Microphysiol.*, Paris, juillet 1955.

([5]) M. OTSUKA, communication personnelle.

([6]) E. CORABOEUF, CH. KAYSER et Y. M. GARGOUÏL, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1673.

([7]) E. CORABOEUF, CH. KAYSER et Y. M. GARGOUÏL, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1444.

A 15 h 35 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h 20 m.

L. B.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 20 JANVIER 1958.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **LÉON MORET**, élu Membre non résidant le 25 novembre 1957 en remplacement de M. *Luc Picart*, décédé, est introduit en séance par M. le Secrétaire perpétuel pour les sciences chimiques et naturelles.

M. le Président lui souhaite la bienvenue et l'invite à prendre place parmi ses Confrères.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Relation entre les espèces végétales et leur teneur en manganèse*. Note de MM. **GABRIEL BERTRAND** et **LAZARE SILBERSTEIN**.

Nous avons rapporté comment nous avions été conduits à effectuer une enquête sur près de 400 espèces de plantes phanérogames, voulant nous assurer s'il existe, comme il semblait, une relation systématique entre les espèces végétales et les proportions de manganèse rencontrées dans leurs tissus ([1]).

Les résultats obtenus ont été favorables à la suggestion de départ ([2]). Dans la suite, le nombre des espèces n'apparaissant peut-être pas assez grand encore pour éliminer toutes les objections, telles que coïncidences en plus ou en moins, etc., nous avons continué nos récoltes et nos analyses. Le tableau de ces nouveaux résultats, joints à ceux obtenus depuis le début de notre enquête (en tout 501 échantillons comprenant 462 espèces), a été publié, espèce par espèce, dans un Mémoire des *Annales agronomiques*, en 1955 ([3]).

Au fur et à mesure de la poursuite de notre enquête, le nombre des plantes non examinées se réduisait. D'autre part, en raison de l'exigence des conditions que devaient remplir les échantillons pour être récoltables, il fallait aussi se déplacer de plus en plus pour les rencontrer, ce qui augmentait à la fois les pertes de temps et les dépenses.

Nous avons décidé néanmoins d'utiliser ces deux dernières années soit à augmenter le plus possible les nombres d'espèces à comparer de certains groupes, soit à permettre d'incorporer, s'il s'en rencontrait, des espèces possédant quelque particularité intéressante.

Ces ultimes récoltes ont été faites principalement dans le Finistère, le Limousin (principalement à Gorre) et le Sud-Ouest de la France, aussi en Suisse, dans les environs du lac de Brienz, et jusqu'en Appenzell.

Elles nous ont permis de réaliser l'analyse de 150 échantillons, dont 137 appartiennent à des espèces n'ayant pas encore été analysées.

Avec les 501 échantillons des *Annales agronomiques*, cela fait un total de 651 échantillons correspondant à 599 espèces de plantes phanérogames récoltées en bon état et en plein développement.

Voici les résultats de ces analyses, présentés en un tableau comparatif à cinq colonnes : la première donne les noms des familles végétales, les deux suivantes reproduisent sans changement les résultats publiés dans les *Comptes rendus de l'Académie* en 1952 ([1]) et les deux dernières rassemblent la totalité des résultats acquis depuis le commencement de notre enquête jusqu'à ce jour, soit au total 599 ou, en nombre rond, 600 espèces.

Noms des familles.	Nombre d'espèces analysées.	Manganèse par espèce (mg/kg de matière sèche).	Nombre d'espèces analysées.	Manganèse par espèce (mg/kg de matière sèche).
		Dicotylédones.		
Renonculacées	23	103,5	25	97,8
Crucifères	26	43,8	38	45,7
Caryophyllées	21	110,4	34	107,8
Légumineuses	25	76,7	45	65,0
Rosacées	13	130,4	17	112,8
Ombellifères	14	64,3	19	55,5
Composées	34	62,3	62	56,7
Boraginées	10	67,9	12	62,4
Solanées	11	65,0	15	59,7
Scrofulariées	12	470,6	29	346,8
Labiées	26	65,0	39	67,3
Salsolacées	11	39,1	13	30,8
Polygonacées	11	65,0	13	66,8
Autres familles Dicotylédones	81	109,1	159	90,1
		Monocotylédones.		
Graminées	35	77,5	37	82,5
Autres Monocotylédones	36	126,5	42	124,9

Il y a des familles qui ne renferment pas assez d'espèces, au moins dans les régions que nous avons parcourues, pour permettre d'en rassembler une dizaine. Elles sont rangées sous l'appellation « Autres familles ».

Lorsque nous avons, pour une raison ou une autre, eu affaire à plusieurs échantillons d'une même espèce, c'est de la moyenne des chiffres trouvés que nous avons tenu compte comme teneur en manganèse de cette espèce.

Rappelons que nous avons observé qu'à moins d'avoir affaire, dans une série de plantes de la même famille, à une espèce assez exceptionnellement riche ou pauvre en manganèse, l'excès ou le défaut étant dilué dans le nombre, on ne s'éloigne pas beaucoup de la teneur moyenne des plantes de cette famille en l'évaluant déjà à partir d'une dizaine d'espèces ([4]).

L'examen des chiffres présentés dans le tableau fait ressortir d'une façon remarquable la réalité d'une relation entre les espèces végétales et les proportions du manganèse qu'on rencontre dans leurs tissus. Malgré l'existence de quelques espèces exceptionnellement riches ou pauvres en oligoélément, les différences de teneur moyenne entre les récoltes se sont généralement tenues à environ plus ou moins 5 %.

Ces résultats ne sont pas seulement importants au point de vue théorique, ils sont aussi intéressants dans certains cas à retenir en agriculture ([5]).

([1]) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 2386 et *Ann. Inst. Pasteur*, 86, 1954, p. 370.

([2]) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1458 et *Ann. Inst. Pasteur*, 86, 1954, p. 372.

([3]) *Ann. agron.*, n° 4, 1955, p. 523-537. Une erreur importante est à corriger p. 525 dans le tableau : à la ligne Scrofulariées 21, 32,6, *lire*, au lieu de ce dernier nombre, 326,0.

([4]) *Loc. cit.* ([2]).

([5]) Le tableau des résultats par espèce paraîtra dans les *Annales agronomiques*.

MÉDECINE. — *Sur les modifications du métabolisme des lipides au cours de l'intoxication par l'Amanite phalloïde.* Note de MM. **Léon Binet**, **Josef Hrachovec** et Mlle **Michèle Leblanc**.

L'hyperlipémie, avec augmentation de la teneur du plasma sanguin en cholestérol libre et estérifié, en phosphore lipidique et en substances insaponifiables X, la stéatose hépatique et l'augmentation de la teneur du muscle en acides gras au cours de l'intoxication phalloïdienne semblent être dues à une *diminution* de la capacité de combustion des lipides, plutôt qu'à une *intensification* de leur transport.

Depuis que l'un de nous avec J. Marek a démontré que l'intoxication phalloïdienne aiguë est caractérisée par une hypoglycémie qui constitue l'élément majeur de ce syndrome humoral ([1]), l'étude des modifications du métabolisme des glucides au cours de cette intoxication a fait l'objet de nombreux travaux ([2]). A côté d'une atteinte de la corticosurrénale ([3]), de lésions de néphrite subaiguë, de la disparition du glycogène du foie et de la stéatose hépatique, J. Verne ([4]) a observé une disparition rapide et totale des granulations α caractéristiques des cellules A dans les îlots de Langerhans qui doivent régler le dépôt des lipides dans le foie.

Ayant repris l'étude de l'intoxication phalloïdienne, nous avons observé [5] qu'à une hypoglycémie terminale s'associe une importante hyperlipémie (1,5 à 1,9 g de lipides totaux pour 100 g de plasma sanguin) dépassant six à sept fois les valeurs normales. Cette hyperlipémie, qui est due surtout à une augmentation considérable de la teneur en acides gras (12 à 15 fois au stade terminal de l'intoxication), est accompagnée d'une augmentation de la teneur en cholestérol libre (de 10-15 à 50-80 mg %), en cholestérol estérifié (de 6-12 à 30-36 mg %) et du phosphore lipidique (de 2-3 à 7,5-9 mg %). Comme cette intoxication est suivie d'une dégénérescence graisseuse du foie [2], [6] et est accompagnée d'une diminution de la coagulabilité sanguine [7], nous avons examiné en même temps les modifications de la teneur du foie en composés lipidiques chez ces mêmes lapins intoxiqués. Ainsi, nous avons observé [8] un accroissement des acides gras (de 3-4 à 5-10 g %) et du cholestérol estérifié (de 20-25 à 100-120 mg %), le cholestérol libre n'étant que légèrement augmenté (de 265-285 à 305-335 mg %) et le phosphore lipidique diminué (de 155-180 à 125-135 mg %).

Parmi les modifications observées, nous avons remarqué également que la teneur en substances insaponifiables X augmente précocement, aussi bien dans le foie que dans le plasma sanguin. Comme les substances insaponifiables X contiennent des précurseurs du cholestérol ou des produits intermédiaires de son métabolisme [9], nous nous sommes demandé si leur augmentation précoce ne correspondait pas à une accumulation des produits intermédiaires du métabolisme du cholestérol, imputable au blocage des systèmes enzymatiques spécifiques. Rappelons, à cet égard, que N. Cova, E. Polli et G. Ratti [6], dans leur étude de la stéatose hépatique au cours de l'intoxication phalloïdienne, concluent que la toxine atteint les systèmes enzymatiques oxydoréducteurs.

Nous étions donc amenés à nous demander également si la stéatose hépatique et l'hyperlipémie avec augmentation de la teneur du plasma en phosphore lipidique, en cholestérol libre et estérifié et en substances insaponifiables X ne correspondaient pas à une *accumulation* passive des lipides provoquée par une *diminution* de l'utilisation tissulaire des acides gras, plutôt que par une intensification du transport des lipides de réserve. Afin de disposer de données concernant l'utilisation tissulaire des lipides et des acides gras au cours de l'intoxication phalloïdienne, nous avons dosé les composés lipidiques du muscle, la masse musculaire du Lapin adulte représentant environ 44 % du poids du corps. Dans quelques cas, nous avons, en outre, effectué les mêmes dosages sur les reins et les poumons prélevés chez ces mêmes lapins empoisonnés.

Nos animaux ont reçu en injection sous-cutanée une dose mortelle d'extrait d'Amanite phalloïde, préparé en faisant macérer pendant un mois des chapeaux et des pieds de champignons dans un poids égal d'alcool à 95°, et en filtrant. Les prélèvements du tissu muscu-

laire des membres inférieurs (et, dans quelques cas, ceux des poumons et des reins) ont été pesés, homogénéisés et coagulés par l'alcool absolu. Les lipides ont été extraits suivant la méthode de Kumagawa et les principaux composés lipidiques ont été dosés par les procédés que nous avons employés dans l'étude des composés lipidiques du plasma sanguin ([5]).

La lecture du tableau montre que, déjà 24 h après l'injection d'une dose mortelle de l'extrait d'Amanite phalloïde, les lipides totaux du muscle sont accrus, et que ce fait est dû principalement à l'augmentation du taux des acides gras, presque doublé dans quelques cas. Il en est de même pour la teneur en substances insaponifiables X; le cholestérol total semble légèrement augmenté; par contre, il n'y a pas de modification décelable de la teneur en phosphore lipidique. L'augmentation de la teneur en acides gras du muscle, moins apparente que celle du foie, est pourtant importante en valeur absolue (surtout si elle devait être uniformément répartie sur tous les muscles), étant donné que la musculature chez le Lapin adulte représente environ 44 % du poids du corps, alors que le poids du foie ne représente que 2,1-2,3 %. L'augmentation de la teneur en acides gras du muscle au cours de l'intoxication phalloïdienne indique, à notre avis, une diminution de l'utilisation tissulaire des lipides. Dans les reins et les poumons, les résultats concernant l'accroissement des acides gras sont moins uniformes, l'augmentation n'étant pas toujours très marquée.

Dosage des lipides dans le tissu musculaire.

	Lapins témoins.				Lapins intoxiqués par l'Amanite phalloïde				
Temps en heures après injection...	—	—	—	—	25.	26.	26.	27.	31.
Poids du lapin (kg).........	3,60	3,25	3,97	3,38	3,22	3,67	3,85	3,47	3,70
Résidu dégraissé et sec du muscle (g pour 100 g frais)...	20,82	20,35	21,14	21,39	20,61	22,25	21,74	20,95	20,59
Lipides totaux (g pour 100 g frais)....................	1,88	1,97	2,07	1,83	2,64	2,58	2,47	2,55	2,82
« Soluble-eau » (g pour 100 g frais)....................	2,35	2,18	2,41	2,67	2,66	2,54	2,29	2,15	2,04
Teneur en eau (g pour 100 g frais)....................	74,95	75,50	74,38	74,11	74,09	72,63	73,50	74,35	74,55
Acides gras totaux (g pour 100 g frais)....................	1,18	1,23	1,35	1,15	2,16	2,02	1,87	1,96	2,14
Phosphore lipidique (mg pour 100 g frais)...............	31,80	32,50	32,10	33,40	33,90	33,30	31,50	32,70	31,10
Cholestérol total (mg pour 100 g frais)....................	59,00	55,00	56,00	57,90	61,10	70,60	63,00	69,00	88,70
Substances insaponifiables X (mg pour 100 g frais)......	35,80	33,30	26,40	30,90	68,50	73,30	54,00	65,00	71,70

A première vue, cet accroissement de la teneur en acides gras du muscle pourrait être interprétée (ainsi que la stéatose hépatique et l'hyperlipémie

avec augmentation de la teneur du plasma en cholestérol libre et estérifié, en phosphore lipidique et en substances insaponifiables X) comme le témoin d'un transport accru des lipides de réserve, selon certains auteurs [10] qui attribuent aux esters du cholestérol et aux phosphatides du plasma sanguin un rôle bien défini et croient que les acides gras des glycérides, estérifiés par le cholestérol, sont transportés sous cette forme d'abord au foie; ce dernier transférerait l'acide gras de l'ester du cholestérol dans une molécule de phosphatide qui, reprise par le sang, serait distribuée aux muscles. Les mêmes auteurs [10] pensent que les acides gras, oxydés par les muscles, leur sont obligatoirement fournis sous forme de phosphatides.

Cette conception, qui ne tient pas compte du fait qu'une partie importante des lipides plasmatiques est liée aux protéines sous forme de lipoprotéines [11], nous semble également peu compatible avec nombreuses observations expérimentales [12]. Ainsi, l'étude du taux de remplacement des phospholipides du plasma sanguin par le phosphore radioactif indique que le foie est le principal tissu de l'organisme qui, non seulement synthétise les phospholipides du plasma, mais aussi les retire de la circulation [13]. Des conclusions analogues ont été formulées pour le cholestérol [14]. Selon I. G. Campbell et coll. [15], l'ingestion d'acide palmitique n'entraîne aucune modification du taux de remplacement des phospholipides du plasma, bien qu'il se produise des changements importants du métabolisme des lipides; ces auteurs concluent que les phospholipides ne jouent qu'un rôle chimique mineur dans le transport des acides gras.

Quant au rôle des esters du cholestérol, il ne semble pas que les graisses de réserve soient mobilisées seulement sous forme d'esters du cholestérol et de glycérides; divers résultats expérimentaux semblent en effet indiquer qu'elles sont mobilisées, en partie, même sous forme d'acides gras libres non estérifiés [16]. Il est d'ailleurs intéressant de noter que le cholestérol estérifié du plasma sanguin augmente aux dépens du cholestérol libre, même après une simple incubation du plasma pendant 3 à 4 jours à 37-40° C [19]. Quant à l'hypercholestérolémie et l'hyperphosphatidémie qui accompagnent l'hyperlipémie des anémies après saignées abondantes [R. Agid [18]] et des anémies d'autres origines, nous pensons aussi qu'elles sont provoquées par un déficit en oxygène, lequel ralentit la combustion des lipides, plutôt que par une mobilisation accrue des graisses de réserve. L'hyperlipémie après intoxication par l'oxyde de carbone nous paraît avoir la même origine. Pour les mêmes raisons, il semble bien que l'augmentation du cholestérol libre et estérifié et des phosphatides du plasma sanguin, constatée dans l'hypothyroïdisme [17], est en relation avec une diminution du métabolisme.

Inversement, on observe une hypocholestérolémie et une hypophosphatidémie dans l'hyperthyroïdisme et dans d'autres cas où le métabo-

lisme est augmenté, comme dans les états fébriles, où le cholestérol total et le phosphore lipidique du plasma sanguin sont nettement inférieurs à la normale [20]. Certains auteurs [21] ont observé que l'augmentation du métabolisme due à l'intensification du travail musculaire suffit à maintenir à un niveau peu élevé le cholestérol libre et estérifié du plasma (malgré l'ingestion accrue de graisses), par rapport aux témoins de la même population, moins actifs physiquement, dont le taux de cholestérol libre et estérifié est nettement augmenté.

En somme, c'est toujours un syndrome d'hypercholestérolémie avec hyperphosphatidémie, accompagnée d'une augmentation de la teneur du plasma sanguin en d'autres composés lipidiques et de leur accumulation dans le foie et dans les autres tissus qui s'observe dans le cas de diminution de l'intensité de combustion des lipides ou de diminution de la capacité de l'organisme d'assurer la combustion d'une quantité déterminée de lipides dans un temps donné.

On retrouve encore l'hypercholestérolémie avec hyperphosphatidémie si l'on augmente la quantité de lipides fournis dans l'unité de temps au milieu intérieur de l'organisme. Pour que cet effet se produise, il semble être de moindre importance si les lipides sont fournis sous forme de cholestérol [18], de phosphatides ou de graisses neutres, s'ils sont synthétisés par l'organisme lui-même ou ingérés, ou simplement injectés par voie intraveineuse. Ainsi, M. Friedman et S. O. Byers [22] observent chez le Rat et le Lapin, après une injection intraveineuse d'une émulsion de graisses neutres (qui augmente la concentration des *triglycérides* du plasma de 80 à 513 mg pour 100 cm^3 de plasma) qu'il n'y a pas de modification immédiate de la teneur du plasma en phosphatides ou en cholestérol. Mais, après 10 h de perfusion continue, le taux des phospholipides se trouve augmenté de 66 % et celui du cholestérol de 105 %. Les mêmes auteurs observent chez le Lapin, après une injection intraveineuse d'une solution de *phosphatides* (qui augmente leur teneur dans le plasma de 110 à 691 mg %) qu'il n'y a pas de modification significative immédiate de la teneur du plasma en cholestérol, mais après 10 h de perfusion continue de cette même solution de phosphatides, la teneur du plasma en cholestérol est augmentée de 320 %; en même temps on observe un accroissement de la teneur du *foie* en cholestérol.

Ainsi, nous sommes amenés à considérer que toute augmentation de la quantité de lipides fournis au milieu intérieur, qui dépasse la capacité de l'organisme d'assurer leur combustion dans un temps donné, ou toute diminution de cette capacité, conduit à une accumulation passive des lipides dans le plasma, le foie et les autres tissus (muscles dans l'intoxication phalloïdienne chez le Lapin, parois internes des gros vaisseaux dans l'athérosclérose humaine, etc.), sans témoigner par cela d'une intensifi-

cation de leur transport [23]. Bien entendu, l'augmentation du taux plasmatique des divers composés lipidiques, accompagnée d'une accumulation des lipides dans les tissus, se produit dans des proportions différentes suivant les conditions expérimentales et varie d'un composé lipidique à l'autre [5], [8]; elle est cependant presque toujours plus importante pour le cholestérol que pour les phosphatides et plus encore pour les glycérides.

(1) L. Binet et J. Marek, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 1219; *C. R. Soc. Biol.*, 124, 1937, p. 13.

(2) L. Binet et Mlle M. Leblanc, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 279; *Ann. Inst. Pasteur*, 85, 1953, p. 139.

(3) J. Cheymol et A. Pfeiffer, *Arch. de Pharmacodynamie*, 79, 1949, p. 273.

(4) J. Verne, *C. R. Soc. Biol.*, 143, 1949, p. 668.

(5) L. Binet, Mlle M. Leblanc et J. Hrachovec, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 467.

(6) *Quaderni scientifici de Lo Smeraldo*, n° 1, 1948; *Lo Sperimentale*, 99, 1949, p. 391-416.

(7) L. Binet, Mlles M. Leblanc et D. Quivy, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1935.

(8) L. Binet, J. Hrachovec et Mlle M. Leblanc, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 692.

(9) V. Prelog et coll., *Hel. Chim. Acta*, 26, 1943, p. 2222; W. M. Stokes et coll., *J. biol. Chem.*, 220, 1956, p. 415.

(10) T. Cahn et J. Houget, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 166; *J. Physiologie*, 47, 1955, p. 835-848.

(11) O. A. Schjeide et N. Ragan, *J. biol. Chem.*, 227, 1957, p. 1035.

(12) R. M. C. Dawson, *Biol. Rev.*, 32, 1957, p. 188-229.

(13) C. Enteman, J. L. Chaikoff et D. B. Zilversmit, *J. biol. Chem.*, 166, 1946, p. 15.

(14) S. Hotta et J. L. Chaikoff, *Arch. Biochem. et Biophys.*, 56, 1955, p. 28.

(15) I. G. Campbell, J. Olley et M. Blewett, *Biochem. J.*, 45, 1949, p. 105.

(16) L. B. Wadström, *Nature*, 179, 1957, p. 259.

(17) P. Barbier et H. Péquinot, *C. R. Soc. Biol.*, 127, 1938, p. 111; W. F. Fleischmann et coll., *Amer. J. Physiol.*, 131, 1940-1941, p. 317; *Bull. John's Hopk. Hosp.*, 71, 1942, p. 175; J. L. Chaikoff et coll., *Endocrinol.*, 28, 1941, p. 797; B. Wisniewski, *Bull. Acad. Polon. Sc.*, 3, 1955, p. 225.

(18) W. R. Bloor, *J. biol. Chem.*, 45, 1921, p. 171; H. Schwartz et H. Lichtenberg, *J. biol. Chem.*, 121, 1937, p. 315; R. Agid, *Thèse ès sciences*, 1953, Paris.

(19) W. M. Sperry, *J. biol. Chem.*, 111, 1935, p. 467; E. Le Breton et J. Pantaléon, *Arch. Sc. physiol.*, 1, 1947, p. 63; Exposé *Ann. Biochim. méd.*, 7, 1947, p. 111.

(20) P. György, *Jb. Kinderheilk*, 112, 1926, p. 283-297; W. Stepp, *M. med. Wschr.*, 65, 1918, p. 781.

(21) G. V. Mann et coll., *New England J. Med.*, 253, 1955, p. 349; A. Keys et coll., *J. clin. Invest.*, 35, 1956, p. 1173.

(22) *Proc. Soc. exper. Biol. Med.*, 90, 1955, p. 496; *ibid.*, 92, 1956, p. 459; *ibid.*, 94, 1957, p. 452; *Amer. J. Physiol.*, 186, 1956, p. 13.

(23) Il nous semble que ces modifications de la cholestérolémie et de la phosphatidémie seraient plutôt en rapport avec le taux phasmatique du « facteur clarifiant » qui a été identifié comme une lipase plasmatique constituée par une lipo-protéine [24].

(24) C. B. Anfinsen et coll., *Science*, 115, 1952, p. 583; S. P. Baker., *Circulation*, 15, 1957, p. 889.

(*Laboratoire de Physiologie de la Faculté de Médecine, Paris.*)

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Modèles euclidiens de métriques variationnelles.* Note de M. **Georges Bouligand**.

Formation directe sur le plan ou sur une surface, en diverses conditions topologiques, de modèles convenant à toutes métriques $\mu(u, v; du, dv)$ d'indicatrice *convexe* et *centrée*.

1. Après avoir, aux fins citées, proposé une famille à deux paramètres u, v d'arcs simples dans R^3 et pris pour μ la mesure en valeur absolue de l'aire élémentaire que balaye l'arc $(u+\theta\,du, v+\theta\,dv)$ quand θ croît de o à 1, j'introduis indépendamment un nouveau principe respectant la dimension et donnant la solution générale ([1]).

2. En géométrie affine d'un espace lieu du point $m(x, y, z)$, on fait la transformation $X=x$, $Y=y$, $Z=z+f(x, y)$ dont le type (T) se caractérise ainsi : elle conserve la parallèle ϖ à Oz menée d'un point, ainsi que la différence des cotes entre deux points de ϖ. En restreignant, j'appelle (TC) toute transformation (T) qui pour (x, y) quelconque en une région convexe (RC) du plan $z=0$ (ou en tout ce plan) mène de l'ensemble $z\geqq 0$, $(x, y)\in(\text{RC})$ à un ensemble convexe; d'où, pour $f(x, y)$ l'inégalité classique définissant les fonctions convexes. Les (TC) détiennent cette propriété : si dans (RC) on prend $g(x, y)$ de manière que l'ensemble $z\geqq g$, $(x, y)\in(\text{RC})$ soit un convexe, chaque (TC) déduit de cet ensemble un autre convexe.

Il en résulte que si les ensembles $z\geqq g_i(x, y)$, avec $(x, y)\in(\text{RC})$ (pour $i=1, 2, \ldots, n$) sont des convexes, et si de plus, les constantes C_i sont positives, la surface obtenue en posant $z=G(x, y)$ où G est la somme des $C_i g_i(x, y)$ forme la partie frontière non cylindrique sur l'ensemble $z\geqq G$, $(x, y)\in(\text{RC})$ qui est convexe. D'où, convexité de la fonction G. Jointe aux hypothèses citées sur les g_i, la convexité de $z\geqq G$ n'implique pas que tous les C_i soient positifs. Pour $n=2$, posant

$$g_1=2x^2+xy+3y^2, \qquad g_2=x^2+y^2, \qquad C_1=1, \qquad C_2=-1,$$

l'ensemble $z\geqq g_1+g_2$ est convexe. Désormais, ne restreignant qu'en apparence, on prendra les axes rectangulaires.

3. Appliquons à des fonctions positivement homogènes, degré 1. Prenant les a_i, b_i, e_i constants et x, y quelconques, retenons les choix

(Ch′) $$g_i=|a_i x+b_i y|,$$

(Ch″) $$g_i=\sqrt{a_i^2 x^2+2a_i b_i xy\cos e_i+b_i^2 y^2}$$

dont le premier particularise le second. Commençons par (Ch′).

Soit dans la partie $y\geqq 0$ du plan $z=0$, la suite des demi-droites Od_1, Od_2, …, Od_n dont les arguments α_i forment une suite croissante encadrée

par o et π. Adjoignant leurs opposées, $Od'_1, \ldots, Od'_n$ le plan est partagé en $2n$ secteurs. La surface d'un *angle polyèdre* $\mathfrak{T}$ de sommet O, symétrique quant à Oz, et d'arêtes projetées sur ces $2n$ rayons sera

$$(1) \qquad z = \lambda_1 | x \sin\alpha_1 - y\cos\alpha_1 | + \ldots + \lambda_n | x\sin\alpha_n - y\cos\alpha_n |,$$

où le terme de rang i s'annule sur Od_i, Od'_i. Après donnée des arêtes non accentuées, on tire les λ_i d'un système linéaire *régulier*, vu que le cas $z = 0$ impose des λ_i tous nuls. Réalisée pour tous λ_i positifs la convexité de $\mathfrak{T}$ n'a plus lieu s'il y a au moins un λ_i et un λ_j, avec $\lambda_i\lambda_j < 0$ (sens strict). Car groupant dans (1) les termes (+) et les termes (—), on aurait la surface d'un angle polyèdre lieu des milieux de segments verticaux dont les extrémités décriraient un $\mathfrak{T}'$ et un $\mathfrak{T}''$ convexes, l'un au-dessus de $z = 0$, l'autre au-dessous; et le recours à des sections planes verticales montre que ce lieu ne peut être convexe. Ainsi, imposer à tous les λ_i d'être > 0 fournit une condition nécessaire et suffisante pour que (1) donne un angle polyèdre convexe (sans face horizontale).

Avec (Ch″), l'absence de génératrice saillante sur chaque demi-cône limitant un ensemble $z \geqq g_i$ ne permet plus de raisonner ainsi et l'exemple final du n° 2 montre que le résultat n'a pas lieu. En annulant tous les e_i, on a pour $z = G$ deux plans de symétrie rectangulaires

4. Revenons à (Ch′). Quand n^{-1} tend vers zéro, les sommes (1), à coefficients $\lambda_i > 0$ peuvent fournir des limites

$$(2) \qquad z = \int_0^{2\pi} | x\sin\alpha - y\cos\alpha | \, df(\alpha) = r\int_0^{2\pi} | \sin(u-\alpha) | \, df(\alpha)$$

avec $f(\alpha)$ non décroissante. D'où chaque fois un cône convexe Γ, avec génératrices saillantes pour f discontinue. Vu la convexité, la classe des Γ est *compacte*. Un Γ donné par l'équation polaire $r\varphi(u) = 1$ de sa section $z = 1$ provient d'une solution $f(\alpha)$ de l'équation

$$(3) \qquad \int_0^{2\pi} | \sin(u-\alpha) | \, df(\alpha) = \varphi(u);$$

(3) livre, à partir des coefficients de Fourier γ_n, δ_n de φ (par matrice diagonale), ceux c_n, d_n de f pour la suite des $\cos 2n\alpha$, $\sin 2n\alpha$ avec terme constant. Le noyau $K = |\sin(u-\alpha)|$ a un développement avec terme constant, déduit de $|\sin x|$ exprimé en $\cos 2x$, $\cos 4x$, ...; les valeurs propres de K s'écrivent $(4n^2-1)h$ (où h ne contient pas n). Au lieu de $f(\alpha)$, mieux vaut en chercher une primitive $F(\alpha)$, fonction convexe sur $[0, 2\pi]$. Des majorations classiques en n^{-2} de γ_n, δ_n, résultant du caractère *à variation bornée* de φ', on tire des majorations en n^{-4} de C_n, D_n attachés à F. *Géométriquement*, sur le cercle $r = 1$ f est pour une répartition (ρ) la masse sur l'arc $[0, \alpha]$ et (3) définit le système des tangentes à un contour convexe (de centre $r = 0$) lieu du centre des masses

sur la moitié ($2|u-\alpha| \leqq \pi$) de l'ensemble $r=1$, moitié dont les extrémités sont celles d'un diamètre Δ^u. Relativement à un cercle $r=r_0$, ce dernier contour est polaire réciproque de $r\varphi(u)=1$ et admet Δ^u pour tangente en son point courant. A la liaison *géométrie-fonctions uumériques*, il faut retenir en outre la *convergence uniforme* des sommes de Fejer $S_n(\alpha)$ calculées pour $F(\alpha)$ vers cette fonction et l'opportunité de rendre convexes vers le bas leurs diagrammes $\beta=S_n(\alpha)$. Ce processus ayant donné le diagramme de F, on a f par la pente de sa demi-tangente, à droite par exemple, pente qu'on tire des sommes de Fejer de f (²), mais sans convergence uniforme.

5. On accède au résultat du n° 1 en prenant une $f(\alpha)$ en dépendance (à préciser) d'un couple variable u, v :

$$\mu(u, v; du, dv) = \int_0^{2\pi} |\sin\alpha\, du - \cos\alpha\, dv|\, df(\alpha, u, v).$$

L'élément d'intégrale est en valeur absolue l'aire du parallélogramme déduit des vecteurs (du, dv) et $(\cos\alpha\, df, \sin\alpha\, df)$. L'indicatrice sans point anguleux répond au cas où la (RM) admet une densité f_α fonction continue du point (u, v, α). On peut varier en substituant au plan u, v des surfaces bi — ou uni-latères, avec types divers de connexion (pour études globales). On passe à 3, 4, ... dimensions en supplantant le vecteur en df par un bivecteur, un trivecteur, ... livrant un volume n — dimensionnel.

6. Le choix (Ch″) mène à des intégrales (2′) du type lié au schème rappelé au n° 1. Il s'adjoint alors une nouvelle fonction, annoncée au n° 3 par la présence des e_i; d'où *équivalences* à prévoir *entre divers modèles*. Mais on peut aussi, restreignant la généralité, *imposer* aux fonctions a, b, e sous l'intégrale *une condition*. Si l'on choisit $\cos e = 0$, deux symétries s'offrant pour l'indicatrice, cette dernière est *toujours particularisée*.

(¹) G. Bouligand, *Comptes rendus*, 220, 1944, p. 699; M. Coz, *Bull. Acad. Roy. Belg.*, Cl. Sc., 5, XLIII, 1957, p. 139 et *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1873.
(²) G. Valiron, *Théorie des fonctions*, Paris, 1942, p. 181.

(46, *rue Saint-André-des-Arts, Paris* 6ᵉ.)

ALGOLOGIE. — *La reproduction et le développement de l'*Enteromorpha marginata *Ag. et le rattachement de cette espèce au genre* Blidingia, Note (*) de M. **Pierre Dangeard**.

L'*Enteromorpha marginata* J. Ag. est une espèce assez répandue sur la côte basque et dans le bassin d'Arcachon. Sur la rive gauche de la Gironde, dans la région de Saint-Christoly-de-Médoc cette espèce abonde et elle ne peut être confondue avec aucune autre. On la trouve principalement sur

les pieux qui bordent le fleuve, en avant des murettes de pierre édifiées pour la protection des rives. L'*Enteromorpha marginata* constitue, dans cette station, une ceinture caractéristique située nettement au-dessus de la zone du *Fucus platycarpus* Thuret et s'étendant sur 1 m environ de hauteur.

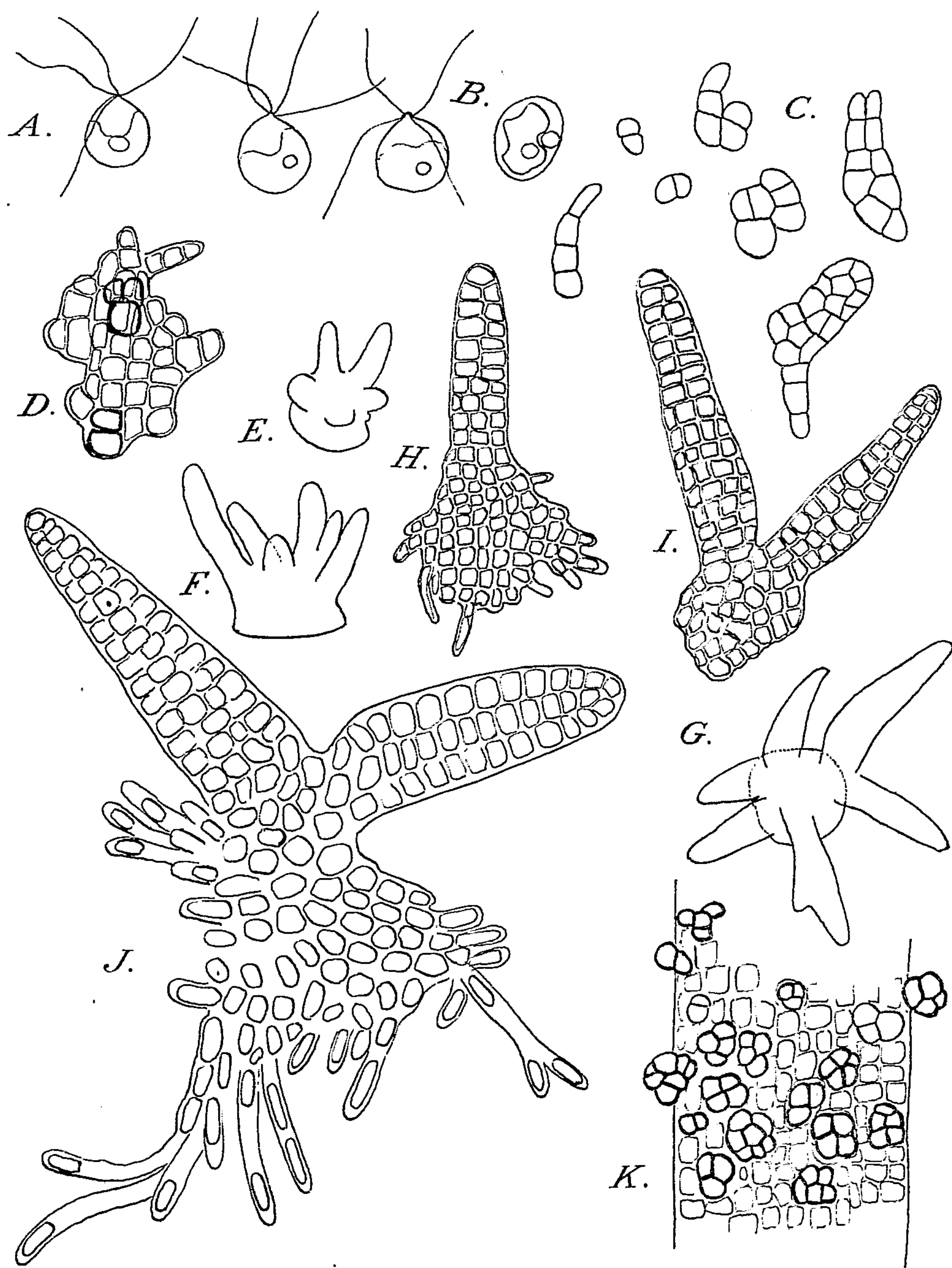
L'*Enteromorpha marginata* rappelle l'*Enteromorpha* ou *Blidingia minima* (Bliding) Kylin, par son thalle filiforme très étroit et par ses cellules de petite taille pourvues d'un chromatophore en apparence central avec un pyrénoïde unique. Il en diffère par ses filaments plus fins et plus longs, portant quelques ramules courts assez rares, par ses cellules assez bien alignées surtout sur les bords, ayant des membranes épaisses, d'où l'apparence marginée du thalle vu de profil. Ce dernier caractère toutefois n'est pas constant. Certaines parties du thalle qui s'élargissent peuvent atteindre 3 à 400 μ de largeur : elles sont rubanées et généralement gaufrées alternativement dans un sens ou dans l'autre, ou même tordues en hélice.

La reproduction et le développement de l'*Enteromorpha marginata* n'ont fait l'objet d'aucune étude particulière à notre connaissance. Or dans une Note précédente (1), nous avons montré que diverses Entéromorphes pouvaient se multiplier végétativement par suite du développement, dans certaines circonstances, des cellules du thalle qui peuvent évoluer directement en plantules : c'est le cas pour l'*Enteromorpha marginata* et en particulier, chez cette espèce, sur un fragment détaché du thalle, toutes les cellules peuvent subir un cloisonnement et donner lieu à une prolifération, mais sur les vieux thalles, ce sont les cellules résiduelles, n'ayant pas pris part à la formation des zoospores, qui se développent en plantules, au point que ces dernières pourraient en imposer pour de vraies branches.

L'*Enteromorpha marginata* se reproduit également au moyen de zoospores que nous avons eu l'occasion d'observer à plusieurs reprises. Elles ressemblent à celles de l'*Enteromorpha minima* étudiées par Bliding (1938) (2), mais elles sont légèrement plus grosses. Comme ces dernières, elles sont piriformes, presque aussi larges que hautes possédant quatre cils apicaux et sont dépourvues de stigma ou point rouge (*fig.* A). Elles ne sont pas influencées non plus par la lumière (absence de phototactisme).

La cellule mère du zoosporange ne subit pas, comme d'ordinaire chez les Entéromorphes, de nombreuses divisions, mais le plus souvent elle produit, après clivage, deux ou quatre zoospores seulement; parfois même une seule zoospore est produite par une cellule de même taille et apparence qu'une cellule végétative ordinaire.

Lorsqu'on observe les zoospores vivantes, elles montrent des mouvements très vifs, séparés par des intervalles d'immobilité. Elles sont comme dimensions 5 à 6 μ de diamètre sur 7 à 8 μ de longueur et les cils sont un peu



Toutes les figures se rapportent à l'*Enteromorpha marginata* J. Ag.; A, zoospores à 4 flagelles; B, zoospore venant de se fixer, × 1400; C, très jeunes plantules provenant de zoospores, × 600; D, plantule vue par en dessus, montrant le début de deux frondes dressées, × 600; E, F, G, plantules de forme étoilée, vues de côté ou par en dessus, × 300; H, I, J, plantules dont certaines développent des filaments à caractère rhizoïdal, × 600; K, plantules glomérulaires développées aux dépens de cellules végétatives, × 600.

plus longs que le corps, insérés sur un bouton apical peu marqué. Un pyrénoïde est généralement présent sur un chromatophore irrégulièrement lobé (*fig.* A.).

Nous avons suivi le développement des zoospores dans des cultures sur lame ou dans de petites coupelles. D'autre part, nous avons pu suivre les étapes de la formation des plantules adventives nées aux dépens de cellules végétatives, car celles-ci sont souvent très abondantes sur les vieilles frondes dans les conditions naturelles (*fig.* K). Le développement semble identique dans l'un et l'autre cas et il aboutit à des plantules tout à fait comparables. Lorsqu'il s'agit de zoospores, celles-ci se divisent en deux, puis en un plus grand nombre de cellules disposées d'une manière variable, de sorte qu'il se constitue un petit massif cellulaire de forme irrégulière (*fig.* C). Lorsque ce glomérule comprend un assez grand nombre de cellules, on commence à voir se former un ou plusieurs filaments dressés qui, en s'allongeant, produisent plus tard la partie principale de l'algue (*fig.* D-J).

Les plantules d'environ un mois, dans nos cultures, se composaient d'un coussinet basal et d'un ou plus souvent de plusieurs frondes dressées, cylindriques, pluricellulaires (*fig.* E-G). Le coussinet basal peut ainsi porter cinq ou six frondes simples ou bifurquées à leur point de départ. La présence fréquente de plusieurs frondes émanant d'un même coussinet donne à ce moment aux plantules d'*Enteromorpha marginata* un aspect étoilé caractéristique (*fig.* G). Un caractère particulier du coussinet basal des plantules d'*Enteromorpha marginata* est qu'il peut développer sur son pourtour, à partir d'un certain stade, des filaments verts qui ont une membrane épaisse, ressemblent à des rhizoïdes et qui s'étendent en se ramifiant à une certaine distance (*fig.* 4, 5).

Ce mode de développement de l'*Enteromorpha marginata* que nous venons de décrire, explique évidemment le caractère cespiteux de cette Entéromorphe qui vit toujours en tapis très fournis. D'autre part, il rappelle celui de l'*Enteromorpha minima* dont les plantules décrites par Bliding (1938) forment un disque d'où s'élève la fronde dressée, caractère qui a motivé la création du genre *Blidingia* par Kylin (1947) ([3]). Cependant la région basale en coussinet des plantules d'*Enteromorpha marginata* est assez différente de la région correspondante chez le *Blidingia* qui est étalée sur le support, échancrée sur les bord, et mérite le nom de disque basal. Il est curieux tout de même de constater une certaine similitude dans le développement de ces deux Ulvacées, similitude qui se retrouve dans les caractères de la reproduction par des zoospores globuleuses, sans stigma et dépourvues de phototactisme, et même dans les caractères cellulaires.

Il apparaît donc nettement que ces deux espèces d'algues sont voisines l'une de l'autre et que, si l'on admet le genre *Blidingia*, l'*Enteromorpha*

marginata doit s'y rattacher de toute évidence. Nous proposons donc le nouveau nom de *Blidingia marginata* pour l'algue désignée jusqu'à maintenant comme *Enteromorpha marginata* J. Agardh.

(*) Séance du 13 janvier 1958.
(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2454.
(2) *Botan. Not.*, 1938, p. 44.
(3) *Lunds Univ. Arsskr.*, 45, 1949, p. 30.

M. **Maurice Caullery** remet à l'Académie un exposé qu'il a fait pour l'Encyclopédie de la Pléiade, sur l'*Histoire des sciences biologiques*.

CORRESPONDANCE.

Le **Recteur de l'Université de Paris** invite l'Académie à lui désigner l'un de ses Membres qui fera partie du Conseil d'administration du **Palais de la Découverte** pour une nouvelle période triennale, en remplacement de M. *Albert Caquot* dont les pouvoirs sont expirés, mais qui est rééligible. M. **Albert Caquot** est réélu.

L'**Académie des Sciences de Turin** annonce l'institution du **Prix international Modesto Panetti** de 1.000.000 de lires, qui doit être attribué à des travaux de Mécanique appliquée.

M. **Alvaro Soares Brandão** adresse le texte d'une Conférence sur **Marcelin Berthelot**, faite par lui à l'Académie de médecine de São Paulo et intitulée : *Um homem de ciencia e homem de coração*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance.

1° *Henri Poincaré et Paul Valéry autour de* 1895, par André Belliver ;

2° *Colloque Jules Boulvin*, in *Mémoires* de l'*Académie Royale de Belgique;*

3° *Comision nacional de energia nuclear. Mexico.* Num. 1 à 48. (Octubre de 1957.)

HISTOIRE DES SCIENCES. — *Les cahiers de notes de Georges Cuvier et son premier* Diarium zoologicum. Note (*) de MM. **Georges Petit** et **Jean Théodoridès**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

On a tout dit sur la vie de Georges Cuvier, d'autant plus qu'il s'était préoccupé d'en signaler, lui-même, à ses futurs laudateurs les événements les plus marquants.

On sait ainsi dans quelles conditions il entra, à 14 ans et demi, à l'Académie Caroline de Stuttgart et comment sa vocation précoce pour les Sciences naturelles en général, devait se cristalliser tout d'abord sur l'Entomologie.

Non seulement du reste, les Insectes, mais les Vertébrés, qu'il avait l'occasion de capturer ou qu'on lui apportait étaient au jour le jour déterminés, décrits par d'excellentes diagnoses et très souvent figurés dans des cahiers dont chacun porte le titre de *Diarium*. L'existence de ces cahiers de notes, ces *Diaria*, est mentionnée par divers auteurs; par exemple V. Audouin (1832), E. Geoffroy Saint-Hilaire (1832), Dareste (*in* Hoefer, 1855), Laurillard (*in* Dictionnaire de Michaud), M. Brianchon (1878) et par G. Cuvier lui-même dans sa correspondance avec Pfaff.

V. Audouin, lorsqu'il lut à la Société Entomologique de France (13 juin 1832) sa notice nécrologique sur Cuvier, présenta plusieurs manuscrits qui lui avaient été donnés par son beau-père Alexandre Brongniart. Parmi eux figurait le *Diarium zoologicum quintum*, rédigé au château de Fiquainville en Normandie, et portant la date du 22 avril 1791. Ce manuscrit, d'ailleurs incomplet en ce qui concerne les planches et surtout le texte même, paraît avoir été perdu. Brianchon et Desnoyers l'ont vainement recherché. Il ne figure pas au Fonds Cuvier (carton B) de la Bibliothèque de l'Institut qui comprend seulement le *Diarium zoologicum* daté de 1787 (c'est le *Diarium* II), les *Diaria zoologica* III et IV (1789-1790) et les *Diaria botanica.*

Si le *Diarium* V est perdu, on ignorait le sort du *Diarium* I, le plus précieux certes, parce que le plus ancien.

Cuvier le mentionnait lui-même, selon Audouin, dans son *Diarium zoologicum quintum* et lui attachait, comme à tous ses « Cahiers » une très grande importance. Il salue son *Mémoire sur les Crustacés comestibles des côtes de France* écrit à Montbéliard, comme un « Traité commémoratif du 14 septembre, jour anniversaire de la fondation du *Diarius zoologicus* » (*sic*) [1].

En effet, le premier *Diarium* fut commencé à Stuttgart le 14 septembre 1786. Cuvier avait 17 ans.

Or, ce premier cahier de notes de Cuvier, nous l'avons retrouvé à la Bibliothèque municipale d'Hyères (Var) ([2]).

Le manuscrit mesure 23 sur 18 cm. Sur la page de titre on lit : *Diarium zoologicum præsertim entomologicum exhibens Animalia in hyeme* 1786-1787 *a D. de Marshall et me examinata illorumque descriptiones et effigies ad vivum depictas. Stuttgardiæ* 29 *Jan.* 1787.

Au bas de la page, figure la signature : G. L. Cuvier.

Au verso, on trouve l'indication suivante : *Insecta picta* 210. *Insecta descripta* 233. A la page 1, Cuvier précise : *Diarium zoologicum a die* XIV *Sept.* MDCCLXXXVI *initum.*

Telle est en effet la date des premières notes de Cuvier. Les dernières sont du 22 décembre de la même année. Suit un index alphabétique avec l'indication du jour de l'observation. Il a certainement été rédigé avec la fin des notes du premier cahier. Mais l'index par planches (*Icones ad Diarium zoologicum pertinentes*) a été établi un peu plus tard. Il porte la date de 1787, comme la page de titre et comme le dos du volume (*Diar. Zool.*, I, 1787).

Chaque page du cahier était pliée en deux dans le sens de la longueur. La moitié gauche était réservée à la description des espèces, la moitié droite à des annotations diverses, des corrections, des discussions, tout cela ajouté au cours des années suivantes et écrit parfois au crayon, selon une habitude de Cuvier, d'une écriture généralement plus ramassée et plus ferme. On y trouve notamment des renvois aux *Diaria* suivants (III, IV, V), ce qui montre bien que lorsque Cuvier rédigeait son *Diarium quintum* (1791), il ne s'était point encore désaisi du *Darium primum.*

On trouve du reste autre chose que des descriptions d'Insectes dans le manuscrit d'Hyères; y figurent aussi les diagnoses de cinq espèces de Mammifères, de deux Reptiles, de dix Oiseaux, d'un Batracien (*Lacerta salamandra*), d'un Cyclostome (*Petromyzon fluviatilis*).

L'entomologiste de 17 ans s'intéresse à la dissection et à la morphologie comparée. Si sa description est toujours méticuleuse et précise, il ajoute quand il le peut, le détail anatomique : la tête de *Sorex araneus* est représentée avec la mandibule dégagée de la peau et des muscles; il note que le *Larus major* n'a pas de cæcum et que la dissection lui permet de dire que son exemplaire est du sexe femelle.

Le manuscrit d'Hyères présente encore l'intérêt d'offrir les premiers dessins d'Histoire naturelle de Cuvier. Les 11 planches sont remarquables par la délicatesse des traits, l'exactitude du détail, la représentation incomparable des couleurs.

Telles sont les observations que suggère un examen d'ensemble du *Diarium zoologicum* (*primum*) retrouvé à la Bibliothèque d'Hyères. Sans doute va-t-il attirer l'attention sur les trois autres cahiers dont l'existence est connue. Car ils méritent que les entomologistes et les historiens des Sciences se penchent sur de tels documents qui présentent pour les uns comme pour les autres un incontestable intérêt.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) Cf. *Lettre à Pfaff du 14 octobre* 1788 (*Lettres de Georges Cuvier à C. M. Pfaff*, Masson, Paris, 1858, p. 58).

(2) Grâce à la perspicacité d'un excellent naturaliste de cette ville : M. P. Knoepffler. Mlle Deck, bibliothécaire, nous a permis de le consulter à loisir. La présence de ce manuscrit à Hyères peut être expliquée de la manière suivante : E. Geoffroy Saint-Hilaire, dont la famille possédait et possède encore un domaine à Hyères, avait demandé à Cuvier la communication de ses *Diaria*. Les Geoffroy Saint-Hilaire étaient liés avec Alphonse Denis qui fut maire d'Hyères. Le manuscrit fut légué à la Bibliothèque municipale de cette ville par Mme Mary de Trepel, fille de la seconde femme de A. Denis, par lettre en date du 27 avril 1902 : « Mes neveux sont d'accord pour contribuer à remettre ce souvenir de M. Denis à la ville à laquelle il a rendu tant de services. »

GÉOMÉTRIE DES NOMBRES. — *Polygones homothétiques et inéquations diophantiennes linéaires* (1). Note de M. **Eugène Ehrhart**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Du nombre i de points entiers intérieurs au triangle $(0, 0)(a, 0)(0, b)$, où a, b *sont rationnels quelconques*, on déduit i' pour une famille de triangles homothétiques, ce qui revient à déterminer le nombre de solutions en entiers positifs d'une famille d'inéquations linéaires. Extension aux polygones.

Définititions. — Rappelons que *l'excès* d'une surface d'aire S est la quantité $\Delta = i + (P/2) - S$, où i et P sont les nombres de points entiers intérieurs et périphériques. Un polygone dont les coordonnées des sommets sont des nombres rationnels est dit $(1/n)$-*entier*, si n est le plus petit commun multiple de leurs dénominateurs.

Théorème 1. — *Soient* $a = a_1 + (p/n)$ *et* $b = b_1 + (q/n)$ *deux nombres rationnels quelconques, dans lesquels la partie entière et la partie fractionnaire sont mises en évidence, et* K *un entier. La différence des excès du triangle* $(0, 0)(a, 0)(0, b)$ *et du triangle homothétique dans le rapport* $Kn + 1$ *par rapport à l'origine est proportionnelle à* K. *Si* aq/D *n'est pas entier, le facteur de proportionnalité est* $D(1/2 - |aq/D|)$, *où* D *désigne le plus grand commun diviseur de na, nb et* $|aq/D|$ *la partie fractionnaire de* aq/D. *Si* aq/D *est entier,* $\Delta' = \Delta$ (2).

Soit OAB le triangle T′ homothétique de T. La parallèle O′B′ à OB découpe dans T′ un triangle O′AB′ en translation entière de T. Soient C, C′ les points entiers de OB, O′B′ tels que $\overline{CB} = \overline{C'B'} = q/n$ et Δ_1 l'excès de CBB′C′. L'excès Δ_2 du trapèze entier OCC′O′ est 1 (Note V, th. 1). d'après le lemme de la Note XIV :

$$\Delta' - \Delta = \Delta_1 + \Delta_2 - \frac{3}{2} = \Delta_1 - \frac{1}{2}.$$

Le vecteur $\overrightarrow{C'C}$ a pour composantes scalaires $Kn[a_1 + (p/n)]$, $Kn[b_1 + (q/n)]$ ou $K(na_1 + p)$, $K(nb_1 + q)$ ou encore $KD\alpha$, $KD\beta$. Il porte donc, extrémités

comprises, $KD+1$ points entiers. Soient E, E′ les points entiers des droites CB, C′B′ tels que $\overline{CE}=\overline{C'E'}=1$. L'application du théorème 1 de la Note V au parallélogramme CEE′C′ donne $i=KD(\alpha-1)$. Ces i points entiers sont répartis sur $\alpha-1$ parallèles (qui forment avec CC′ et EE′ une famille d'équidistantes), chacune en portant KD.

1° *$aq/D=\alpha q/n$ n'est pas entier.* — Soit $\| aq/D \|$ sa partie entière. Le parallélogramme CBB′C′ renferme $i'=KD\|(q/n):(1/\alpha)\|=KD\| aq/D \|$ points entiers et

$$\Delta_1=KD\left\|\frac{aq}{D}\right\|+\frac{KD+1}{2}-Kaq,$$

d'où

$$\Delta'-\Delta=\Delta_1-\frac{1}{2}=K\left(\frac{1}{2}+\left\|\frac{aq}{D}\right\|-\frac{aq}{D}\right).$$

2° *aq/D est entier.* — Le parallélogramme CBB′C′ renferme $i'=KD[(\alpha q/n)-1]$ points entiers et BB′ en porte KD. Donc

$$\Delta_1=KD\left(\frac{aq}{D}-1\right)+\frac{2KD+1}{2}-Kaq=\frac{1}{2},$$

d'où

$$\Delta'-\Delta=\Delta_1-\frac{1}{2}=0.$$

Théorème 2. — *Si b (ou a) est entier, $\Delta'=\Delta$.*

(Le théorème 1 s'applique donc encore, car b entier signifie $q=0$ et aq/D nul est bien entier.)

En effet T se compose alors seulement du triangle O′A′B′ et du trapèze entier OBB′O′. Donc

$$\Delta'=\Delta+\Delta_2-1=\Delta.$$

Si a et b sont entiers, on sait d'ailleurs que $\Delta=\Delta'=1$.

Théorème 3. — *Une condition nécessaire et suffisante pour que $\Delta'=\Delta$ est que aq/D soit entier ou semi-entier.* (Ainsi $\Delta'=\Delta$ si a et b sont semi-entiers.)

Conséquence immédiate du théorème 1

Théorème 4. — *Si $D=1$, $(\Delta'-\Delta)/K=1/2-|pq/n|$. Si en plus $pq<n$, $(\Delta'-\Delta)/K=(1/2)-(pq/n)$.*

(Il est remarquable que ce rapport soit indépendant de a_1 et b_1.)

Car

$$\left\|\frac{aq}{D}\right\|=\left\|a_1q+\frac{pq}{n}\right\|=a_1q+\left\|\frac{pq}{n}\right\|,\qquad \text{donc}\quad \frac{aq}{D}-\left\|\frac{aq}{D}\right\|=\left|\frac{pq}{n}\right|$$

et si $pq<n$,

$$\left|\frac{pq}{n}\right|=\frac{pq}{n}.$$

Théorème 5. — *La différence des excès d'un polygone $(1/n)$-entier et du polygone correspondant par une homothétie qui a pour centre un point entier et pour rapport $Kn+1$ est proportionnelle à* K (K entier) [3].

On peut donc calculer le nombre i_K des points entiers intérieurs au polygone homothétique, si l'on a compté i_1 et i_2. Si le polygone est convexe, *ce calcul équivaut à la détermination du nombre de solutions d'un système d'inéquations diophantiennes linéaires à deux inconnues et à coefficients rationnels.*

Démonstration résumée. — Comme dans la Note XIV on se ramène aux triangles T à deux côtés parallèles aux axes de coordonnées. On décompose le triangle homothétique en un triangle en translation entière de T, un parallélogramme et un triangle. Ce dernier se déduit d'un triangle entier par translation, ce qui permet d'exprimer son excès par ceux de trois parallélogrammes.

Applications aux inéquations diophantiennes linéaires. — Une inéquation linéaire *quelconque* à deux inconnues X, Y, entiers positifs, et à coefficients rationnels peut se mettre sous la forme

$$\frac{X}{A}+\frac{Y}{B}<\frac{1}{n}, \qquad (A,\ B,\ n \text{ entiers}).$$

Connaissant le nombre i de ses solutions, on en déduit par le théorème 1 *le nombre i' de solutions de l'inéquation*

$$\frac{X}{A}+\frac{Y}{B}<\frac{1}{n}+K, \qquad (K \textit{ entier arbitraire}).$$

Car i, i' sont les nombres de points entiers intérieurs au triangle

$$(0,0)\left(\frac{A}{n},0\right)\left(0,\frac{B}{n}\right)$$

et à son homothétique dans le rapport $Kn+1$ par rapport à l'origine.

Remarque. — *Si* K *est divisible par p dans le nombre rationnel quelconque* $K+(p/n)$, *la recherche du nombre de solutions de*

$$\frac{X}{A}+\frac{Y}{B}<K+\frac{p}{n}$$

se ramène au décompte des points entiers intérieurs au triangle

$$(0,0)\left(\frac{Ap}{n},0\right)\left(0,\frac{Bp}{n}\right),$$

décompte facile quand ce triangle n'est pas trop grand.

Rapport d'homothétie $Kn-1$. — *Les cinq théorèmes restent valables* si l'on y remplace respectivement

$$Kn+1,\quad \frac{1}{2}-\left|\frac{aq}{D}\right|,\quad \frac{1}{2}-\left|\frac{pq}{n}\right|,\quad \frac{1}{2}-\frac{pq}{n}$$

par

$$Kn-1,\quad \left|\frac{aq}{D}\right|-\frac{1}{2},\quad \left|\frac{pq}{n}\right|-\frac{1}{2},\quad \frac{pq}{n}-\frac{1}{2}\quad (^1).$$

Démonstration analogue. — Les triangles OAB, O′AB′ d'excès Δ′, Δ sont ici opposés par le sommet. Le vecteur $\overrightarrow{C'C} = \overrightarrow{B'B}$ forme avec OO′ un trapèze croisé entier OCC′O′, donc d'excès algébrique nul (Note VI).

De même *le paragraphe des inéquations diophantiennes reste valable*, si l'on y remplace $Kn+1$, $K+(1/n)$, $K+(p/n)$ respectivement par $Kn-1$, $K-(1/n)$, $K-(p/n)$.

(1) Suite de la Note XIV, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 205. Nous nous référerons aussi aux Notes V et VI, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 686 et 242, 1956, p. 332.

(2) Si a, b et aq/D ne sont pas entiers $\Delta'' = KD[1/2 - |aq/D|]$ est l'excès du trapèze compris entre les axes de coordonnées et les bases des deux triangles. *Si a et b sont entiers* $\Delta''=1$, *si a ou b est entier* $\Delta''=1/2$, *si a et b sont fractionnaires et que aq/D est entier ou semi-entier* $\Delta''=0$. $|aq/D| = |bp/D|$, car $(aq-bp)/D = \beta a_1 - \alpha b_1$ est entier.

(3) Si $n=2$, $\Delta'=\Delta$ (Note XIV).

(4) Par exemple si l'on connaît i pour un triangle tiers-entier (o, o) (a, o) (o, b), on peut calculer i' pour tout triangle correspondant dans une homothétie de centre (o, o) et de rapport entier k, car k est de la forme 3K ou $3K\pm 1$.

ALGÈBRE. — *La notion de résiduel essentiel.* Note (*) de MM. **Léonce Lesieur** et **Robert Croisot**, présentée par M. Henri Villat.

Nous avons récemment introduit la notion d'idéal tertiaire pour un anneau ou un demi-groupe non nécessairement commutatif, ainsi que celle de sous-module tertiaire pour un module (1). Nous introduisons ici la notion de résiduel essentiel qui nous permettra dans une prochaine Note de caractériser un idéal ou un sous-module tertiaire comme étant un idéal ou un sous-module ayant un seul résiduel essentiel.

Nous gardons les notations et les hypothèses du paragraphe 1 de [I] (2).

Définition 1. — On appelle *résiduel essentiel* d'un élément X de (L) un élément $\mathfrak{T}$ de ($\mathfrak{G}$) tel qu'il existe $Y > X$ avec $\mathfrak{T} = X^{\cdot}.Y$ et

$$X < Z \leqq Y \Rightarrow X^{\cdot}.Z = X^{\cdot}.Y.$$

On dit alors que $\mathfrak{T}$ est résiduel essentiel de X *par rapport à* Y.

Propriété 1. — *Si* $\mathfrak{T}$ *est résiduel à gauche propre maximal de* X, *c'est un résiduel essentiel de* X.

En effet, supposons que $\mathfrak{T} = X^{\cdot}.Y$, avec $X < Y$, soit résiduel à gauche propre maximal de X et soit Z satisfaisant à $X < Z \leqq Y$. On a $X^{\cdot}.Z \geqq X^{\cdot}.Y = \mathfrak{T}$ d'où, $\mathfrak{T}$ étant maximal, $\mathfrak{T} = X^{\cdot}.Z$. Donc $\mathfrak{T}$ est résiduel essentiel de X par rapport à Y.

Propriété 2. — *Tout résiduel à gauche de* X *de la forme* $\mathfrak{T} = X^{\cdot}.Z$ *avec* $Z \succ X$ *est un résiduel essentiel de* X (3). *Réciproquement, si* (L) *vérifie la condition de chaîne descendante affaiblie, tout résiduel essentiel de* X *est de cette forme.*

La première partie de la propriété est immédiate. Pour démontrer la

seconde, $\mathfrak{T}$ étant un résiduel essentiel de X par rapport à Y, il suffit de choisir pour Z un élément minimal vérifiant $X < Z \leqq Y$ et d'appliquer la définition.

DÉFINITION 2. — On appelle *résiduel pseudo-essentiel* d'un élément X de (L) un élément $\mathfrak{T}$ de ($\mathfrak{T}$) tel qu'il existe $Y \nleqq X$ avec $\mathfrak{T} = X \cdot . Y$ et

$$Z \leqq Y,\ Z \nleqq X \Rightarrow X \cdot . Z = X \cdot . Y.$$

On dit alors que $\mathfrak{T}$ est résiduel pseudo-essentiel de X *par rapport à* Y.

PROPRIÉTÉ 3. — *Si $\mathfrak{T}$ est résiduel essentiel de* X, *$\mathfrak{T}$ est résiduel pseudo-essentiel de* X.

Supposons $\mathfrak{T}$ résiduel essentiel de X par rapport à Y. On a d'abord $Y \nleqq X$ et $\mathfrak{T} = X \cdot . Y$. De plus, on a

$$Z \nleqq X,\ Z \leqq Y \Rightarrow X \cdot . Z = X \cdot . (X \cup Z) = X \cdot . Y$$

puisque $X \cup Z$ satisfait à $X < X \cup Z \leqq Y$. Donc $\mathfrak{T}$ est résiduel pseudo-essentiel de X par rapport à Y.

PROPRIÉTÉ 4. — *Tout résiduel pseudo-essentiel de* X (*et par suite tout résiduel essentiel*) *est premier*.

Supposons qu'on ait $\mathcal{B}$ et $\mathcal{C}$ vérifiant $\mathcal{B}\mathcal{C} \leqq \mathfrak{T}$ avec $\mathcal{C} \nleqq \mathfrak{T}$, c'est-à-dire $\mathcal{B}\mathcal{C}Y \leqq X$ avec $\mathcal{C}Y \nleqq X$. Puisqu'on a $\mathcal{C}Y \leqq Y$, il en résulte

$$X \cdot . \mathcal{C}Y = X \cdot . Y = \mathfrak{T}, \qquad \text{d'où} \qquad \mathcal{B} \leqq X \cdot . \mathcal{C}Y = \mathfrak{T},$$

Par suite, $\mathfrak{T}$ est premier.

COROLLAIRE. — *Un élément* X *distinct de* U *ne possède qu'un nombre fini de résiduels pseudo-essentiels* (*et par suite un nombre fini de résiduels essentiels*).

On sait en effet que X ne possède qu'un nombre fini de résiduels à gauche propres premiers ([I], th. 2.1).

Afin d'établir la réciproque de la propriété 3, nous allons démontrer le lemme suivant :

LEMME. — *Si $\mathfrak{T}$ est résiduel pseudo-essentiel de* X *par rapport à* Y, *il existe un élément* X' *$\mathfrak{T}$-primal tel qu'on ait*

$$X' \geqq X \qquad \text{et} \qquad X' \cap Y = X \cap Y.$$

Supposons que X ne soit pas $\mathfrak{T}$-primal; il existe donc un résiduel à gauche propre premier $\mathfrak{T}_1$ de X avec $\mathfrak{T}_1 \nleqq \mathfrak{T}$. Formons $X . \cdot \mathfrak{T}_1 > X$. L'hypothèse $(X . \cdot \mathfrak{T}_1) \cap Y \nleqq X$ entraînerait, puisque $\mathfrak{T}$ est résiduel pseudo-essentiel de X par rapport à Y,

$$\mathfrak{T} = X \cdot . [(X . \cdot \mathfrak{T}_1) \cap Y] \geqq X \cdot . (X . \cdot \mathfrak{T}_1) \geqq \mathfrak{T}_1.$$

On a donc $(X . \cdot \mathfrak{T}_1) \cap Y \leqq X$ c'est-à-dire $(X . \cdot \mathfrak{T}_1) \cap Y = X \cap Y$. Il en résulte que $\mathfrak{T}$ est résiduel pseudo-essentiel de $X_1 = X . \cdot \mathfrak{T}_1$ par rapport à Y. En effet, l'hypothèse $Y \nleqq X$ entraîne $Y \nleqq X_1$ puisque $Y \leqq X_1$ impliquerait $Y = X_1 \cap Y = X \cap Y$, soit $Y \leqq X$; de plus, on a

$$\mathfrak{T} = X \cdot . Y = (X \cap Y) \cdot . Y = (X_1 \cap Y) \cdot . Y = X_1 \cdot . Y;$$

enfin les relations $Z \nleq X_1$, $Z \leq Y$ entraînent $Z \nleq X$, $Z \leq Y$ et

$$\mathfrak{T} = X \cdot . Z = (X \cap Y) \cdot . Z = (X_1 \cap Y) \cdot . Z = X_1 \cdot . Z.$$

Si $X_1 = X . \cdot \mathfrak{T}_1$ n'est pas $\mathfrak{T}$-primal, on peut recommencer sur X_1, $\mathfrak{T}$, Y le raisonnement fait sur X, $\mathfrak{T}$, Y. On met en évidence une chaîne croissante de résiduels à droite de X, soit $X < X_1 < X_2 < \ldots$ et l'on a $X_i \cap Y = X \cap Y$ pour tout i. Cette chaîne devant être finie, on obtient nécessairement un élément X_i $\mathfrak{T}$-primal et le lemme est démontré.

PROPRIÉTÉ 5. — *Si le treillis* (L) *est semi-modulaire, tout résiduel pseudo-essentiel de* X *est un résiduel essentiel de* X ([4]).

Soit $\mathfrak{T}$ résiduel pseudo-essentiel de X par rapport à Y. Considérons, d'après le lemme, un élément X' $\mathfrak{T}$-primal tel qu'on ait $X' \geq X$ et $X' \cap Y = X \cap Y$. Si X' coïncide avec X, $\mathfrak{T}$ est résiduel à gauche propre maximal de X et par suite résiduel essentiel de X d'après la propriété 1. On peut donc supposer $X < X'$. On a alors

$$X' > X, \qquad Y \nleq X \qquad \text{et} \qquad X' \cap Y \leq X.$$

Le treillis (L) étant semi-modulaire, il existe d'après le lemme 7.1 de [I] un élément $Y' > X$ tel que $X = X' \cap Y'$ cet élément Y' pouvant être pris sous la forme

$$Y' = X \cup Y_1, \qquad \text{avec} \quad Y_1 \leq Y, \qquad Y_1 \nleq X.$$

Montrons que $\mathfrak{T}$ est résiduel essentiel de X par rapport à Y'. On a d'abord $X < Y'$ et $X \cdot . Y' = X \cdot . (X \cup Y_1) = X \cdot . Y_1 = \mathfrak{T}$ puisque Y_1 vérifie $Y_1 \leq Y$ et $Y_1 \nleq X$. Soit Z satisfaisant à $X < Z \leq Y'$. On a $Z \nleq X'$ car $Z \leq X'$ entraînerait $Z \leq X$. Formons $X \cdot . Z = (X' \cap Y') \cdot . Z = X' \cdot . Z$. L'élément $X' \cdot . Z$ est un résiduel à gauche propre de X' qui est $\mathfrak{T}$-primal. Il en résulte $X' \cdot . Z \leq \mathfrak{T}$ et par suite $X \cdot . Z = \mathfrak{T}$. La propriété est démontrée.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) Les idéaux tertiaires constituent une généralisation des idéaux primaires permettant d'étendre la théorie classique d'Emmy Nœther au cas non commutatif. *Cf.* L. LESIEUR et R. CROISOT, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1988. Cette Note a été développée dans L. LESIEUR et R. CROISOT, *Théorie nœthérienne des anneaux*, *des demi-groupes et des modules dans le cas non commutatif* ([I] et [II]) : [I] *Colloque d'Algèbre Supérieure*, Bruxelles, décembre 1956 (sous presse); [II] *Math. Ann.* 1957 (sous presse).

(2) Dans le cas des idéaux à gauche d'un anneau U par exemple, (L) désigne le treillis des idéaux à gauche, ($\mathfrak{G}$) le treillis des idéaux bilatères, $X \cdot . Y$ représente le résiduel à gauche de l'idéal à gauche X par l'idéal à gauche Y, c'est-à-dire le plus grand idéal bilatère $\mathcal{B}$ satisfaisant à $\mathcal{B} Y \leq X$. La relation $\leq$ est la relation d'inclusion.

(3) Dans sa thèse (*Propriétés d'irréductibilité dans les modules*, *théorie multiplicative*, S-*normalité*, Paris, 1957), J. Guérindon considère des idéaux de cette forme pour un anneau commutatif et il montre qu'un tel idéal est premier maximal.

(4) La démonstration utilise, outre la semi-modularité du treillis (L), les conditions de chaîne du paragraphe 1 de [I], c'est-à-dire la condition de chaîne ascendante pour les

résiduels à droite et pour les résiduels à gauche de X. En fait, on a seulement besoin de la condition de chaîne ascendante pour les résiduels à droite de X.

La propriété 5 est également valable si l'on suppose la semi-modularité de (L) et la condition de chaîne descendante affaiblie dans (L). En effet, choisissons un élément Y_1 satisfaisant à $X \cap Y < Y_1 \leqq Y$ et qui soit minimal. Puisque Y_1 couvre $X \cap Y = X \cap Y_1$ et que le treillis (L) est semi-modulaire, $X \cup Y_1$ couvre X. Il en résulte que $\mathfrak{T}$, qui est égal à $X \cdot . (X \cup Y_1)$, est un résiduel essentiel de Z d'après la propriété 2.

Notons encore que la propriété 5 est valable sans aucune condition de chaîne si le treillis (L) est modulaire, ce qui est le cas dans les applications aux anneaux, aux demi-groupes et aux modules. En effet, si $\mathfrak{T} = X \cdot . Y$ est résiduel pseudo-essentiel de X par rapport à Y, on a $\mathfrak{T} = X \cdot . (X \cup Y)$, et, si Z vérifie $X < Z \leqq X \cup Y$, on peut écrire, en vertu de la modularité, $Z = X \cup (Z \cap Y)$, d'où $X \cdot . Z = X \cdot . (Z \cap Y) = \mathfrak{T}$ puisqu'on a $Z \cap Y \nleq X$, $Z \cap Y \leqq Y$.

Nous ne savons pas si la propriété 5 est encore valable quand on impose à (L) la semi-modularité sans aucune condition de chaîne.

THÉORIE DES GROUPES. — *Sur les pseudogroupes de Lie de type fini.* Note de M. Charles Ehresmann, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Le plus grand groupe de transformations contenu dans un pseudogroupe de Lie de type fini est un groupe de Lie. J'ai exposé ce théorème pour la première fois au *Math. Colloquium*, Yale University, le 23 mars 1955. L'énoncé a été publié seulement dans la Notice sur mes travaux (mai 1955).

Soit V_n une variété différentiable de classe C^p et soit Π^r le groupoïde des jets inversibles d'ordre r de V_n dans V_n, $r < p$. Soit Φ^r une sous-variété de Π^r, de classe $C^q, q > 1$, contenant l'ensemble Δ^r des jets j^r_x d'ordre r de l'application identique de V_n. Rappelons que Φ^r est un système différentiel et qu'un germe de solution de Φ^r est le jet local $j^\gamma_x \varphi$ d'une application φ d'un ouvert $\mathfrak{U}$ de V_n dans V_n telle que $j^r_u \varphi \in \Phi^r$ pour tout $u \in \mathfrak{U}$. Une solution de Φ^r est un ouvert de l'espace des germes de solution. Supposons que Φ^r satisfait aux conditions suivantes :

1° L'application canonique de Φ^r dans Π^{r-1} est localement biunivoque (système de Mayer-Lie).

2° Φ^r est un sous-groupoïde de Π^r.

3° Φ^r est complètement intégrable; c'est-à-dire tout élément de Φ^r est projection d'un germe de solution.

Un élément X de Φ^r s'identifie à $j^1_x \sigma$, où σ est un relèvement local de V_n dans Π^{r-1} tel que $\alpha\sigma =$ application identique, où α est la projection « source ». Par suite de 1°, σ est la projection d'un relèvement local σ' de V_n dans Φ^r tel que $X' = j^1_x \sigma'$ soit un jet *semi-holonome* (1). L'ensemble $\overline{\Phi}^{r+1}$ des éléments X' est le prolongement semi-holonome de Φ^r. L'application canonique de $\overline{\Phi}^{r+1}$ sur Φ^r est biunivoque. La condition 3° est équivalente à la suivante : *Les éléments de* $\overline{\Phi}^{r+1}$ *sont holonomes. C'est une condition équivalente à la condition d'intégrabilité de Frobenius.* L'élément X' s'identifie à un élément de contact de dimension n,

transversal par rapport à la projection α sur V_n; $\overline{\Phi}^{r-1}$ s'identifie à un champ complètement intégrable Ψ^r d'éléments de contact de dimension n dans Φ^r.

Les solutions de Φ^r correspondent aux variétés intégrales de Ψ^r; les solutions complètes sont les feuilles du feuilletage défini par Ψ^r. Pour la topologie fine de ce feuilletage, Φ^r est un espace étalé ([2]) sur V_n par α ainsi que par β (projection « but »). Par définition, *l'ensemble des solutions biunivoques de Φ^r est un pseudo groupe de Lie Γ de type fini.* L'ensemble des solutions qui sont des applications biunivoques de V_n sur V_n est le plus grand groupe de transformations G contenu dans Γ.

THÉORÈME. — G *est un groupe de transformations de Lie.*

Soit F_x la sous-variété de Φ^r qui se projette par α sur $x \in V_n$. Un vecteur X tangent à F_x au point $\tilde{x} = j^r_x \in \Delta^r$ sera appelé *transformation infinitésimale de* Γ *au point* x. L'ensemble Θ de ces vecteurs forme un espace fibré de base V_n et dont les fibres Θ_x sont des espaces vectoriels. Considérons le groupe d'holonomie ([3]) π_x du feuilletage de Φ^r au point x. Les éléments de π_x sont des jets locaux inversibles de F_x sur F_x, de source et de but x, de classe ≥ 1. En passant aux jets d'ordre h, on obtient le groupe d'holonomie d'ordre h. Le groupe d'holonomie d'ordre 1 est un groupe d'automorphismes de Θ_x et c'est un groupe structural discret pour Θ, qui est donc également muni d'un feuilletage transversal. Un germe local de feuille est un germe local de transformation infinitésimale de Γ en x. Il correspond aussi à un germe local de champ de vecteurs dans V_n au point x. Un vecteur $X \in \Theta_x$ correspond d'une façon canonique à un germe d'ordre $r - 1$ d'un tel champ de vecteurs dans V_n.

Un voisinage de x dans F_x est un noyau de groupe de Lie, dont la loi de composition se définit simplement par le feuilletage de Φ^r; Θ_x est l'algèbre de Lie correspondante. Θ muni de la topologie fine de son feuilletage est un revêtement de V_n et définit un pseudogroupe de Lie infinitésimal de type fini. Inversement tout pseudogroupe de Lie infinitésimal de type fini engendre un « noyau » de pseudogroupe de Lie de type fini et même un pseudogroupe de Lie de type fini.

Soit F'_x l'ensemble des points d'intersection de F_x avec les feuilles de Φ^r qui correspondent aux éléments de G; la correspondance entre F'_x et G est biunivoque. Soit y un point de F_x adhérent à F'_x. On montre que la feuille passant par y est un relèvement de V_n par rapport à α et à β, c'est-à-dire définit un élément de G. La démonstration utilise les propriétés d'un feuilletage et la proposition suivante :

Pour qu'un espace E *étalé dans* V_n *soit un revêtement de* V_n, *il faut et il suffit que tout chemin de* V_n *d'origine* x *se relève dans* E *avec une origine donnée au-dessus de* x. *Rappelons aussi qu'un espace étalé compact est un revêtement.*

L'espace F'_x est donc fermé dans F_x. D'après un théorème classique de E. Cartan, un noyau de sous-groupe fermé dans un noyau de groupe de Lie

est un noyau de groupe de Lie. *Donc* G *est un groupe de Lie représenté par une sous-variété* F'_x *de* F_x.

Le théorème se généralise pour le cas où la condition 3° n'est pas vérifiée. Il entraîne alors le résultat suivant :

Étant donné un sous-groupe G *de* L_n *tel qu'on puisse associer à toute* G-*structure sur* V_n *une connexion affine covariante* ([4]), *le groupe des automorphismes d'une telle* G-*structure est un groupe de Lie.*

Supposons V_n compact et le groupe d'holonomie du feuilletage de Φ^r en $\tilde{x}$ réduit à l'identité. D'après le théorème de stabilité, toutes les feuilles passant par un point suffisamment voisin de $\tilde{x}$ correspondent à des éléments de G. Si Φ^r est de plus connexe, F'_x se réduit à F_x et Γ *est par suite le pseudogroupe déduit par localisation de* G. Ce théorème ([4]) est encore valable si V_n n'est pas compact, mais vérifie la condition : Tout chemin de V_n peut être relevé, par rapport à α, dans toute feuille de Φ^r voisine de Δ^r. V_n est alors dit *complet* pour le pseudogroupe Γ.

(1) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1762.

(2) Un espace E est *étalé* dans E′ par p lorsque p est réunion d'homéomorphismes d'ouverts de E sur des ouverts de E′.

(3) Cette notion, introduite par l'auteur, est fondamentale dans la théorie des feuilletages (*Comptes rendus*, 243, 1956, p. 344).

(4) *Int. Congr. of Math. Amsterdam*, 1, 1954, deux communications par C. Ehresmann, p. 478, 479.

THÉORIE DE LA DIMENSION. — *Sur la catégorie de Lusternik-Schnirelmann.*

Note de M. **Israël Berstein**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

On établit des relations entre la catégorie (dans le sens de Lusternik-Schnirelmann) d'un espace X et son groupe fondamental, ses invariants homotopiques et cohomologiques. On obtient aussi des relations entre la catégorie Lusternik-Schnirelmann de X et les catégories dimensionnelles, conduisant à des renseignements sur la catégorie des variétés V^n et à la détermination complète de celle des V^3.

L'espace X est toujours paracompact, connexe, localement connexe par arcs et dominé par un CW-complexe ([1]); cette classe comprend tous les ANR, compacts ou non.

Un ouvert $U \subset X$ est catégorique (m-catégorique) si l'inclusion $i : U \to X$ [si toute application continue $\varphi : P \to X$ telle que $\varphi(P) \subset U$, où P est un CW-complexe avec $\dim P \leq m$] est homotope à une constante. La catégorie de Lusternik-Schnirelmann ([2]) cat X [la catégorie m-dimensionnelle $\mathrm{cat}_m X$ ([3])] est le plus petit $k \leq \infty$ tel qu'il existe un recouvrement de X par k ouverts catégoriques (m-catégoriques).

1. THÉORÈME 1. — *Si* $\dim X \leqq n$ [*plus généralement, si* $H^q(XA) = 0$ *pour* $q \geqq n+1$ *et pour tout système local* A], *alors*,

$$\text{cat} X \leqq \text{cat}_m X + \left[\frac{n}{m+1}\right] \tag{1}$$

et

$$\text{cat} X \leqq \max(\text{cat}_{n-1} X,\ 2) \tag{2}$$

[$[n/(m+1)]$ *est le plus grand entier contenu dans* $n/(m+1)$].

Le théorème 1 possède plusieurs corollaires, établissant des relations entre les catégories dimensionnelles et cat X. Il contient aussi un résultat de D. P. Grossman ([4]).

Soit $\Pi = \pi_1(X, x_0)$. La dimension $\dim \Pi$ est le plus petit n tel que $H^q(\Pi, A) = 0$ pour tout $q \geqq n+1$ et tout $Z(\Pi)$-module A. Un théorème d'Eilenberg et Ganea ([5]) affirme que pour X asphérique, $\text{cat} X = \dim \Pi + 1$ si Π n'est pas exceptionnel [Π est exceptionnel s'il n'est pas libre mais $\dim \Pi = 1$; on ignore si un tel groupe existe ([5])].

COROLLAIRE. — *Dans les hypothèses du théorème* 1, *si* Π *n'est pas exceptionnel*

$$\text{cat} X \leqq \dim \Pi + \left[\frac{n}{2}\right] + 1. \tag{3}$$

THÉORÈME 2. — *Si* $\dim X \leqq n$ [*ou si* $H^q(X, A) = 0$ *pour* $q \geqq n+1$], $\text{cat} X = n+1$ *si et seulement si* $\text{cat}_1 X = n+1$.

2. Soit V^n une variété n-dimensionnelle compacte (sans hypothèses d'orientabilité ou de triangulabilité) et $\Pi = \pi_1(V^n, x_0)$.

THÉORÈME 3. — *Si* $\pi_i(V^n, x_0) = 0$, $2 \leqq i \leqq k-1$, *où* $k - 1 \geqq [n/2]$, *alors* ([6])

$$n + 1 = \text{cat}_1 V^n = \text{cat} V^n \leqq \dim \Pi + 1$$

ou bien

$$\text{cat} V^n = \text{cat}_1 V^n + 1 = \dim \Pi + 2 \leqq n - k + 2,$$

sauf, peut-être, le cas « exceptionnel »

$$\dim \Pi = 1, \qquad \text{cat}_1 V^n = 3 \qquad \textit{et} \qquad \text{cat} V^n = 3 \quad \textit{ou } 4.$$

COROLLAIRE 1. — *Pour les* V^3 *arbitraires la catégorie est complètement déterminée par* $\Pi = \pi_1(V^3, x_0)$.

Groupe Π.	$\text{Cat}_1 V^3$.	$\text{Cat} V^3$.
a. Nul	1	2
b. Libre	2	3
c. Exceptionnel	3	3
d. Tous les autres cas $\dim \Pi \geqq 3$	4	4

COROLLAIRE 2. — Pour les V^3 arbitraires : $\dim \Pi \neq 2$.

Ce résultat contient, en particulier, le résultat de K. Reidemeister ([6]), selon lequel $\Pi \neq Z + Z$.

On obtient le théorème 1 par un raisonnement de déformation, analogue à celui de (4), pour les complexes simpliciaux, en passant ensuite aux espaces X plus généraux par l'intermède de la réalisation géométriqne du complexe singulier de X. La preuve du théorème 2 s'appuie, en outre, sur un théorème de T. Ganea (7) [*voir* aussi (5), prop. 3]. Pour le théorème 3, on utilise les obstructions, la dualité et les produits dans les variétés, en coefficients locaux.

(1) J. H. C. Whitehead, *Bull. Amer. Math. Soc.*, 55, 1949, p. 213-245.
(2) L. A. Lusternik et L. G. Schnirelmann, *Act. scient. et industr.*, n° 188, 1934.
(3) R. H. Fox, *Ann. Math.*, 42, n° 2, 1941, p. 333-370.
(4) D. P. Grosman, *Doklady A. N. S. S. S. R.*, 54, 1946, p. 109-112.
(5) S. Eilenberg et T. Ganea, *Ann. Math.*, 65, 1957, p. 517-518.
(6) K. Reidemeister, *Monatsh. Math. Ph.*, 43, 1936, p. 20-28.
(7) T. Ganea, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1407, th. 3.

CALCUL NUMÉRIQUE. — *Récurrences d'ordre supérieur pour des équations aux différences.* Note (*) de M. **Joseph Hersch**, présentée par M. Paul Montel.

On énonce un postulat général sur les fonctions propres discrètes, satisfait exactement dans tous les cas élémentaires et approximativement en général. Sous réserve de ce postulat, une récurrence du deuxième ordre permet de calculer les valeurs propres de membranes vibrantes. Là où le postulat n'est pas satisfait, on obtient de bonnes valeurs approchées.

1. Lors du calcul approché de problèmes aux valeurs propres, on sait que les méthodes classiques aux différences fournissent d'une façon générale de bien meilleures approximations pour les fonctions propres que pour les valeurs propres. Pour parvenir plus près de ces dernières, nous voulons les calculer *exactement à partir du postulat* suivant :

Postulat. — *Les fonctions propres discrètes, définies aux nœuds d'un réseau, sont supposées égales en ces nœuds aux fonctions propres continues correspondantes.*

Nous allons appliquer ce postulat au problème des *membranes vibrantes.*

2. *Récurrence pour des fonctions de nœuds sur un réseau quadratique.* — Nous caractérisons l'opérateur discret L_h par le schéma

$$\begin{matrix} & -1 & \\ -1 & A_h & -1 \\ & -1 & \end{matrix}$$

c'est-à-dire

$$L_h[u(x, y)] = A_h u(x, y) - u(x+h, y) - u(x-h, y) - u(x, y+h) - u(x, y-h).$$

A partir du postulat ci-dessus, on obtient la récurrence du deuxième ordre

suivante : $L_h[u]=0$ et $L_{2h}[u]=0$ entraînent $L_{4h}[u]=0$, avec

(1) $$A_{4h}=\frac{1}{2}A_{2h}^2+A_{2h}A_h^2-\frac{1}{2}A_h^4+4A_h^2-4$$

3. *Résolution de la récurrence :*

(2) $$A_h=2\cos(k_1h)+2\cos(k_2h);$$

k_1 et k_2 sont deux paramètres encore libres, comme il se doit pour une récurrence du deuxième ordre. Le *passage à la limite* $h\to 0$ donne $\Delta u+\lambda u=0$, où

(3) $$\lambda=k_1^2+k_2^2.$$

4. *Calcul effectif de* λ. — On peut déterminer k_1 et k_2 à partir de deux valeurs A_{h_1} et A_{h_2} (équation transcendante); le plus simple est d'utiliser les mailles h et $2h$: définissons c_1 et c_2 par

(4) $$c_2^1=\left(\frac{1}{4}A_h\pm\sqrt{2A_{2h}-A_h^2+8}\right),$$

on obtient alors

(5) $$k_2^1\,\frac{1}{h}\,\text{arc}\cos_2^1$$

et λ est donnée par (3).

5. *Membrane libre.* — Des récurrences supplémentaires permettent d'établir, sur le contour, les opérateurs L_h caractérisés par les schémas suivants :

contour rectiligne : coin sortant : coin rentrant :

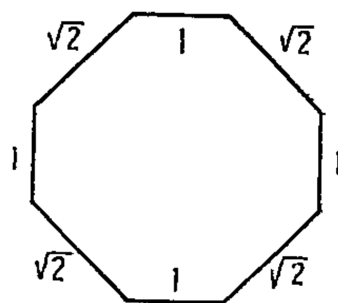
-1
-2 A_h
-1

--2—A_h
-2

-1
-2 $\frac{3}{2}A_h$ -1—
-2

6. *Exemples.* — 6.1. Le postulat est satisfait pour tous les rectangles et pour le triangle rectangle isoscèle : les formules ci-dessus y sont donc *exactes.*

6.2 Vibration fondamentale de la membrane ci-contre (octagone non régulier), à contour lié : $u=0$; on sait que $\lambda>2{,}595$ (cercle de même surface).

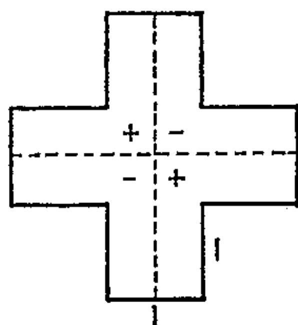


On calcule directement : $A_1=2$, $A_{\frac{1}{2}}=3{,}3800$, $A_{\frac{1}{3}}=3{,}7147$; *à partir de* A *et* $A_{\frac{1}{2}}$, on obtient (*cf.* § 4) $k_1=\pi.0{,}52536$ et $k_2=\pi.0{,}5451$, d'où

$$\lambda\simeq 2{,}657$$

et (si la récurrence était exacte) $A_{\frac{1}{3}} \simeq 3,7137$. L'écart relatif de $\left(4 - A_{\frac{1}{3}}\right)$ n'est que de 0,35 % ce qui donne confiance dans la valeur calculée pour λ.

6.3. Membrane *libre* en forme de croix fédérale suisse, vibration ayant les lignes nodales indiquées en pointillé sur la figure.



Résultats : $A_1 = -2/3$, $A_{\frac{1}{2}} = \sqrt{10/3}$, $A_{\frac{1}{4}} = 3,3672_5$; A_1 et $A_{\frac{1}{2}}$ donnent $\lambda \simeq 10,577$ et $A_{\frac{1}{4}} \simeq 3,3702$ $\left(\text{écart relatif de } 4 - A_{\frac{1}{4}} : 0,48\,\%\right)$; $A_{\frac{1}{2}}$ et $A_{\frac{1}{4}}$ donnent $\lambda \simeq 10,641$.

L'écart relatif entre ces deux valeurs approchées de λ est de 0,6 % ; il faut remarquer que le calcul de A_1 et $A_{\frac{1}{2}}$ est immédiat, tandis que celui de $A_{\frac{1}{4}}$ se rapporte à un déterminant d'ordre 11.

7. *Fonctions de nœuds sur un réseau de triangles équilatéraux.* — L'opérateur L_h étant caractérisé par le schéma

$$\begin{array}{ccccc} & -1 & & -1 & \\ -1 & & A_h & & -1 \\ & -1 & & -1 & \end{array}$$

on obtient (sous le même postulat) la récurrence du deuxième ordre

$$A_{4h} = \frac{1}{2} A_{2h}^2 + A_{2h}(A_h^2 + 4A_h + 2) - \frac{1}{2} A_h^4 + 6A_h^2 + 8A_h. \tag{6}$$

On peut la résoudre en posant

$$\begin{cases} (a) & A_h = 2\cos(k_1 h) + 2\cos(k_2 h) + 2\cos[(k_1 + k_2)h]; \\ (b) & A_h = 2\cos(\varkappa_1 h) + 4\cos\dfrac{\varkappa_1 h}{2}\cos\dfrac{\varkappa_2 h}{2}. \end{cases} \tag{7}$$

Le calcul effectif de λ exige la résolution de l'équation cubique

$$y^3 - \frac{A_h}{2} y^2 + \frac{A_h^2 - A_{2h} - 6}{8} y - \frac{A_{2h} + 2}{8} = 0 \tag{8}$$

et peut être effectué par l'une des deux méthodes suivantes :

a. Soient c_1, c_2, c_3 les trois racines de l'équation (8) ; on pose

$$k_i = \frac{1}{h} \arccos c_i, \qquad \text{d'où} \quad \lambda = \frac{2}{3}(k_1^2 + k_2^2 + k_3^2). \tag{9}$$

Remarque. — *Si* l'une des racines $c_1 = 1$, on a la récurrence du premier ordre $A_{2h} = (1/2)A_h^2 - 2A_h$, d'où $c_2 = c_3 = (1/4)(A_h - 2)$ et, avec $k_1 = 0$, $k_2 = k_3$, $A_h = 2 + 4\cos(k_2 h)$ et $\lambda = (4/3)k_2^2$; on retrouve ainsi, comme cas particulier, un résultat d'une Note précédente ([1]).

b. Soit γ_1 une racine *réelle* de l'équation (8); posons

$$\gamma_2 = \frac{A_{2h} + 2}{4\gamma_1} - \gamma_1 \tag{10}$$

et

$$x_2^1 = \frac{1}{h}\arc\cos\gamma_2^1; \qquad \text{alors} \quad \lambda = x_1^2 + \frac{1}{3}x_2^2. \tag{11}$$

Même remarque que ci-dessus, pour le cas où $\gamma_1 = 1$.

La méthode b est à préférer lorsque l'équation (8) *a deux racines complexes.*

On obtient des valeurs exactes pour la bande infinie et pour le triangle équilatéral.

8. *Si* le postulat se trouvait vérifié pour un domaine polygonal « non trivial », la méthode exposée fournirait de nouvelles valeurs propres exactes.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

([1]) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1475, formule (2).

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur les pertes d'information qui sont des fonctions de risque.* Note (*) de M. **Pierre Thionet**, présentée par M. Georges Darmois.

Dans une Note antérieure ([1]) on a défini une structure $\mathfrak{S}$ de sondage, une perte d'information relative à un plan de sondage, et une fonction de risque de Basu $\mathcal{E}W(Z; \zeta)$ concernant l'estimation du paramètre ζ de la distribution sondée, par l'estimateur $\mathfrak{Z}$ égal à Z pour l'échantillon tiré. On considère une suite de plans de sondage de tailles non croissantes; soit $Z_0 = \zeta$, Z_1, Z_2, ... la suite des expressions correspondantes de $\mathfrak{Z}$, les plans (1) et (2) appartenant à cette suite sans être nécessairement consécutifs.

On va donner des *conditions nécessaires* pour que $\mathcal{E}W$ soit perte d'information, — renvoyant à la Note précédente pour les conditions *suffisantes*. On supposera W fonction développable en série entière et les distributions des aléatoires Z_1, Z_2, *quelconques* (absence de toute relation entre moments) de même que la distribution sondée.

1. Partant de la relation de récurrence des pertes d'information

$$\mathcal{E}W(Z_2, \zeta) - \mathcal{E}W(Z_1, \zeta) = \mathcal{E}EW(Z_2, Z_1) \tag{1}$$

$\mathcal{E}W(Z_i, \zeta) = f_i(\xi)$ est nécessairement de la forme $k_i - \Phi(\zeta)$, d'où

$$EW(Z_2 Z_1) = K_{21} - \Phi(Z_1) \qquad \text{d'où} \qquad \mathcal{E}W(Z_1, \xi) = k_2 - \mathcal{E}K_{21} + \mathcal{E}\Phi(Z_1) - \Phi(\zeta).$$

Par hypothèse W est une *fonction* de ζ, donc $\mathcal{E}W(Z, \zeta)$ ne dépend pas des sondages (2), d'où l'obligation pour $k_2 - \mathcal{E}K_{21}$ de disparaître :

THÉORÈME 1. — $\mathcal{E}W$ est nécessairement de la forme $\mathcal{E}\Phi(Z) - \Phi(\zeta)$.

2. *Cas singulier.* — Si l'erreur d'échantillonnage a un signe constant, tant pour $Z_2 - Z_1$ que pour $Z_1 - \zeta$, *le module du biais* est perte d'information, ainsi que tout $|g(Z) - g(\zeta)|$ où g est une fonction monotone.

Réciproquement, si $\mathcal{E}Z - \zeta$ a un signe constant, il est nécessaire que l'erreur ait un signe constant pour qu'on puisse écrire $\pm W = Z - \zeta$.

Application : Estimation de la plus grande (petite) valeur, ou de l'étendue (« range ») d'une distribution, par celle de l'échantillon.

3. Posons (2) $W(Z, \zeta) = \Delta(Z, \zeta) + \Phi(Z) - \Phi(\zeta)$ de sorte que $\mathcal{E}\Delta(Z, \xi) = 0$; d'où il suit que

THÉORÈME *a.* — *Si la relation entre estimateur* Z *et estimé* ζ *ne peut se mettre sous la forme*

$$\mathcal{E}\omega(Z, \xi) = 0 \tag{4}$$

il n'existe pas de fonction $W(Z, \xi)$ (*mais une fonctionnelle*).

THÉORÈME *b.* — *Si la relation est de cette forme, on a nécessairement*

$$\Delta(Z, \xi) = \Psi(\zeta)\,\omega(Z, \zeta) \tag{5}$$

ce dernier point résultant des exigences formulées quant à la régularité des fonctions et la généralité des distributions.

Désignant par un astérisque les fonctions où Z et ζ sont permutés, on a :

$$W + W^* = \Delta + \Delta^* = \Psi\omega + \Psi^*\omega^* \tag{6}$$

$$\Phi(\zeta) - \Phi(Z) = \frac{\Delta - \Delta^*}{2} = \frac{\Psi\omega - \Psi^*\omega^*}{2}. \tag{7}$$

Le cas où $W(= W^*)$ est symétrique est plus spécialement intéressant.

4. *Estimation sans biais* : $\omega = \zeta - Z$.

THÉORÈME *a.* — *Si* W *est symétrique, on a* $W = \lambda(Z - \zeta)^2$, $\Phi = \lambda\zeta^2$.

En effet (7) s'écrit :

$$[2\Phi(Z) - Z\Psi(Z)] + [\xi\Psi(Z) - Z\Psi(\xi)] - [2\Phi(\zeta) - \zeta\Psi(\zeta)] = 0$$

où chacun des crochets doit s'annuler séparément à cause de la généralité imposée à Z.

THÉORÈME *b.* — *Si* W *est asymétrique, on a* $W = \Phi(Z) - \Phi(\zeta) + \Phi'(\zeta)(\zeta - Z)$ *où* Φ *est arbitraire, à part la condition* $\Phi'' > 0$.

En effet $\partial W/\partial Z = \Phi'(Z) - \Psi(\xi)$ doit être nulle pour $Z = \xi$, et $\partial^2 W/\partial Z^2 = \Phi''(Z)$ doit être positive.

5. *Généralisation* : $\omega = f(\xi) - f(Z)$. — On a nécessairement :

$$W = W^* = \lambda[f(Z) - f(\zeta)]^2, \quad \Phi = \lambda[f(\zeta)]^2 \tag{a}$$

$$W = \Phi[f(Z)] - \Phi[f(\zeta)] + \Phi[f(\zeta)][f(\zeta) - f(Z)] \tag{b}$$

6. *Exhaustivité des résultats précédents :*

Théorème. — *Pour qu'une fonction* W (Z, ξ) *existe, il est nécessaire que* $[\mathcal{E}\omega = 0]$ *soit de la forme*

$$\varphi(\zeta)[\mathcal{E}f(Z) - f(\zeta)] = 0.$$

En effet

$$\omega(Z_1, \zeta) = \Omega \quad \text{s'écrit} \quad Z_1 = g(\Omega, \zeta),$$
$$\omega(Z_2, Z_1) = \Omega_1 \quad \text{»} \quad Z_2 = h(\Omega_1, Z_1) = h_1(\Omega_1, \Omega, \zeta);$$

d'où

$$\omega(Z_2, \xi) = h_2(\Omega_1, \Omega, \xi).$$

Or $E\omega(Z_2, Z_1) = E\Omega_1 = 0$ détermine Z_1 en fonction de la distribution de Z_2; de même $\mathcal{E}\omega(Z_1, \zeta) = \mathcal{E}\Omega = 0$ détermine ζ. Ces deux relations entraînent donc $\mathcal{E}\omega(Z_2, \zeta) = 0$.

Ceci n'est possible que si l'on a

$$\omega(Z_2, \zeta) = \lambda_1\Omega_1 + \lambda\Omega$$

(en supposant h_2 suffisamment régulière et les distributions de Ω_1 et Ω assez générales); soit

$$\omega(Z_2, \zeta) = \lambda_1\omega(Z_2, Z_1) + \lambda\omega(Z_1, \zeta)$$

qui n'est possible qu'avec $\lambda_1 = \lambda = 1$ (faire $\xi = Z_1$ ou $Z_1 = Z_2$) ce qui implique

$$\omega(Z_2, Z_1) = f(Z_2) - f(Z_1).$$

C. Q. F. D.

Remarque. — On dira que l'estimateur est uniformément biaisé si

$$E\omega(Z_2, Z_1) = 0$$

condition qui entraîne $\mathcal{E}\omega(Z, \zeta) = 0$. Ceci suppose donc que Z_1 est lié à la distribution de Z_2 de façon *transitive*. Cette condition subsiste si ω et W sont des fonctionnelles.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 46.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur les solutions d'un problème aux limites de type mixte.* Note (*) de M. **Maurice Roseau**, présentée par M. Henri Villat.

On se propose de poursuivre l'étude du problème qui a fait l'objet d'une Note précédente (1), en se plaçant maintenant dans l'hypothèse $k \neq 0$.

On suppose d'abord $k < 1$. On a construit antérieurement (2), deux solutions $\varphi_1^{(0)}$, $\varphi_2^{(0)}$, la première ayant à l'origine une singularité logarithmique, la seconde y étant régulière, sous la représentation

$$(1) \qquad \varphi_j^{(0)} = \operatorname{Re}\lambda_j \int_{C_j} \exp\frac{k}{2}\left\{x\left(\zeta + \frac{1}{\zeta}\right) + iy\left(\zeta - \frac{1}{\zeta}\right)\right\} \frac{g(\zeta)\,d\zeta}{\frac{k}{2}\left(\zeta - \frac{1}{\zeta}\right) + i}.$$

A l'aide des mêmes éléments λ_j, C_j, $g(\zeta)$ tels qu'ils sont définis dans ([2]), on construit de nouvelles solutions bornées à l'infini, en posant

$$(2)\qquad \varphi_j^{(p)} = \operatorname{Re} \lambda_j \int_{C_j} \exp \frac{k}{2} \left\{ x\left(\zeta + \frac{1}{\zeta}\right) + iy\left(\zeta - \frac{1}{\zeta}\right) \right\} \zeta^{p\frac{\pi}{\alpha}} \frac{g(\zeta)\, d\zeta}{\frac{k}{2}\left(\zeta - \frac{1}{\zeta}\right) + i},$$

où $\zeta^{p\frac{\pi}{\alpha}}$ est définie comme dans ([1]), p entier algébrique.

On peut montrer que $g(\zeta)$ vérifie l'équation fonctionnelle $g(\zeta) = \zeta^{(\pi/\alpha)-2} g(1/\zeta)$, et en déduire $\varphi_j^{(p)} = (-1)^j \varphi_j^{-(p+1)}$, ce qui permet de limiter notre étude au cas p entier positif.

Les $\varphi_j^{(p)}$ et leurs combinaisons linéaires sont les seules solutions bornées à l'infini qu'on peut obtenir par le moyen d'une représentation telle que (1). La solution $\varphi_1^{(p)}$ présente à l'origine une singularité d'ordre $r^{-p(\pi/\alpha)}$ si $\cos p(\pi^2/\alpha) \neq 0$, une singularité d'ordre inférieur si $\cos p(\pi^2/\alpha) = 0$, et l'on a des conclusions analogues pour $\varphi_2^{(p)}$ en remplaçant $\cos p(\pi^2/\alpha)$ par $\sin p(\pi^2/\alpha)$. Dans le cas $\alpha = \pi/2n$, n entier, les solutions $\varphi_2^{(p)}$ sont équivalentes à $\varphi_p^{(0)}$, tandis que pour α quelconque :

$$\sum_{p=-m}^{q} (A_p \varphi_1^{(p)} + B_p \varphi_2^{(p)}) = 0,$$

les coefficients réels A_p, B_p étant définis par

$$\sum_{p=-m}^{q} (A_p + iB_p) \xi^{p+m} = i\, e^{(m-1)i\frac{\pi^2}{\alpha}} \left(e^{-i\frac{\pi^2}{2\alpha}} \xi - a^{\frac{\pi}{\alpha}}\right) \left(e^{-i\frac{\pi^2}{2\alpha}} - b^{\frac{\pi}{\alpha}}\right) \left[\sum_{s=0}^{l-2} \gamma_s \left(e^{-i\frac{\pi^2}{\alpha}} \xi\right)^s\right],$$

avec $l = q + m$, $a = (1 + \sqrt{1 - k^2})/k$, $b = (1 - \sqrt{1 - k^2})/k$, γ_s constantes réelles arbitraires.

Désignant par $\varphi_3^{(p)}$ l'une des solutions qui est exactement d'ordre $r^{-p(\pi/\alpha)}$ à l'origine (il en existe toujours une), on obtient une suite infinie de solutions indépendantes en prenant $\varphi_1^{(0)}$, $\varphi_2^{(0)}$, $\varphi_3^{(p)}$, p entier $\geqq 1$, et par application au problème des ondes liquides sur une plage on peut montrer que, prescrivant l'onde de surface à l'infini et une singularité à l'origine d'ordre $r^{-q(\pi/\alpha)}$, il existe une infinité de solutions qui dépendent linéairement de q constantes arbitraires.

On suppose maintenant $k > 1$. On a construit des solutions de ce problème ([3]) sous la représentation (1). On obtient de nouvelles solutions $\varphi_j^{(p)}$ qui, toutes, tendent vers 0 à l'infini, au moyen de la formule (2), où $g(\zeta)$ désigne désormais la fonction calculée dans ([3]); mises à part leurs combinaisons linéaires, on ne peut obtenir d'autres solutions bornées à l'infini au moyen d'une formule du type (2).

Dans le cas $\pi - 2\theta \neq 2n\alpha$, n entier, $k = 1/\cos\theta$, la fonction $g(\zeta)$ vérifie $g(\zeta) = \zeta^{-2-(\pi/\alpha)} g(1/\zeta)$, d'où l'on déduit $\varphi_j^{(p)} = (-1)^j \varphi_j^{-(p-1)}$.

Le comportement à l'origine est de même nature que dans le cas $k < 1$.

Si $\pi - 2\theta = 2n\alpha$, n entier on peut établir les formules

$$\sin p \frac{\pi^2}{\alpha} \varphi_1^{(p)} + \cos p \frac{\pi^2}{\alpha} \varphi_2^{(p)} = (-1)^{np} \varphi_2^{(0)}, \qquad \varphi_j^{(p)} = (-1)^{n-1+j} \varphi_j^{(-p)}.$$

Désignant par $\varphi_3^{(p)}$ l'une des solutions $\varphi_j^{(p)}$ qui est exactement d'ordre $r^{-p(\pi/\alpha)}$ (il en existe toujours une), on obtient la suite infinie de solutions indépendantes $\varphi_2^{(0)}$, $\varphi_3^{(p)}$ si n est impair, $\varphi_1^{(0)}$, $\varphi_3^{(p)}$ si n est pair, p entier positif.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) *Comptes rendus*, **246**, 1958, p. 53.

(2) M. Roseau, *Comptes rendus*, **232**, 1951, p. 479.

(3) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 2472 et **246**, 1958, p. 53.

HYDRAULIQUE. — *Étude par analogie électrique des surpressions engendrées dans une conduite forcée par une perturbation périodique à l'extrémité aval.* Note (*) de M. **Jean Piquemal**, transmise par M. Léopold Escande.

Exemple d'utilisation d'un simulateur d'analogie électrique pour l'étude des surpressions engendrées dans une conduite forcée par l'entretien d'une perturbation périodique à l'extrémité aval et comparaison des résultats obtenus par la méthode graphique de Bergeron.

Dans une récente Note, nous avons défini les bases de l'analogie électrique des surpressions dans les conduites forcées et donné le principe de réalisation d'un simulateur assurant la correspondance analogique d'une installation hydraulique comportant une conduite à caractéristique unique.

Dans une nouvelle série d'expériences, nous avons entrepris, à l'aide de ce simulateur, l'étude par analogie électrique des surpressions engendrées dans une conduite forcée par l'entretien de perturbations périodiques des conditions d'écoulement à son extrémité aval. Dans certains cas, en effet, le passage des aubes d'une roue turbine devant les ouvertures du distributeur peut entraîner une légère fluctuation du débit issu de la conduite forcée.

Soit T' la période des perturbations, T désignant celle de la conduite,

$$f' = \frac{1}{T'} = nf, \qquad \text{avec} \quad f = \frac{1}{T}.$$

Les variations de l'amplitude des surpressions en fonction de la fréquence f' ont été étudiées par M. L. Escande (1) par application de la méthode de Bergeron.

Cet auteur schématise le problème en supposant que l'ouverture s du distributeur varie autour d'une valeur moyenne $s_m = (s_1 + s_2)/2$; elle est

égale à s_1 pendant le temps t_1 égal à une demi-période $T'/2$, puis à s_2 pendant t_2 égal à la demi-période suivante.

Cette hypothèse d'une forme rectangulaire de la courbe $s(t)$ conduit à des surpressions plus élevées que toute autre; pour un couple de valeurs données s_1 et s_2, elle est en même temps la plus simple des constructions graphiques.

Afin de pouvoir comparer plus facilement les résultats obtenus par la méthode graphique avec ceux fournis par le simulateur, nous avons retenu, dans l'étude par analogie, les mêmes hypothèses que celles qui ont servi de base à la méthode graphique.

Le simulateur d'analogie permet de traiter facilement ce problème.

On règle d'abord les caractéristiques du tube de contrôle de débit de façon à réaliser la loi de variation de débit désirée.

Les perturbations périodiques sont obtenues en appliquant sur la grille de contrôle du tube une fraction de la tension de sortie d'un générateur de signaux rectangulaires. Il suffit de régler l'amplitude et la fréquence, continuement variables, de ces signaux à une valeur convenable pour que soit assurée à une échelle déterminée, la représentation analogique des phénomènes hydrauliques qui sont à l'origine des surpressions.

Notons qu'avec le type de générateur utilisé on peut faire varier de façon continue à l'intérieur d'une même période le rapport $t_2/t_1 = \alpha$; ce rapport est égal à l'unité dans tous les cas envisagés par M. Escande. L'appareil offre donc la possibilité d'étudier, sans aucune complication supplémentaire, les variations de l'amplitude des surpressions en fonction du rapport $t_2/t_1 = \alpha$.

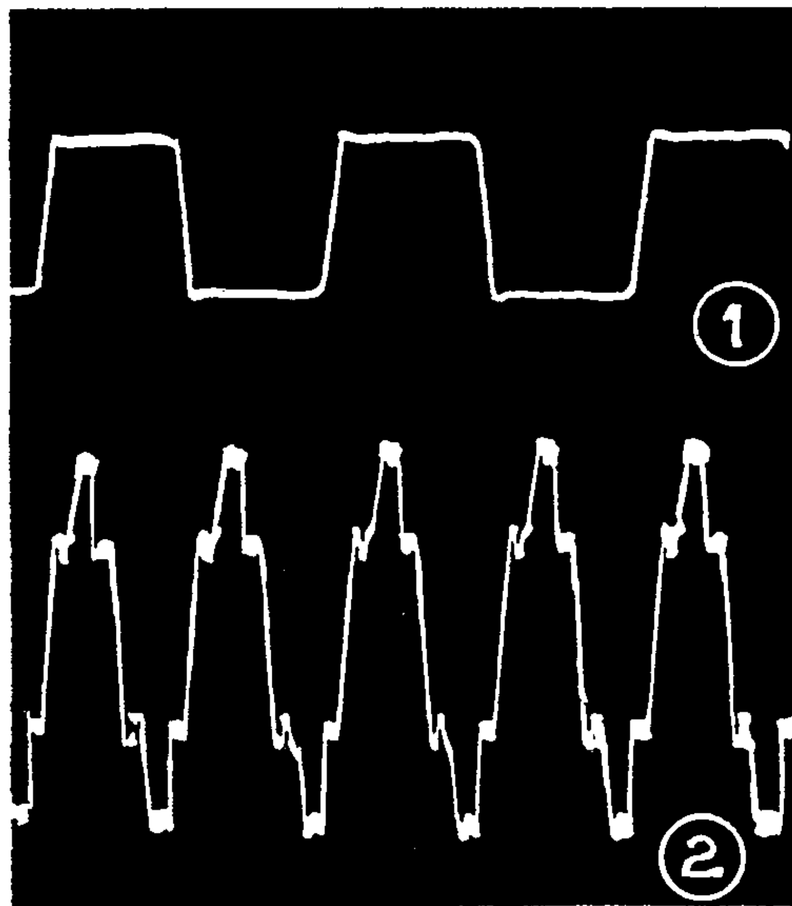
Dans la série d'expériences, dont nous donnons les résultats dans cette Note, nous avons vérifié aussi bien du point de vue qualitatif que quantitatif les résultats de l'étude de M. Escande.

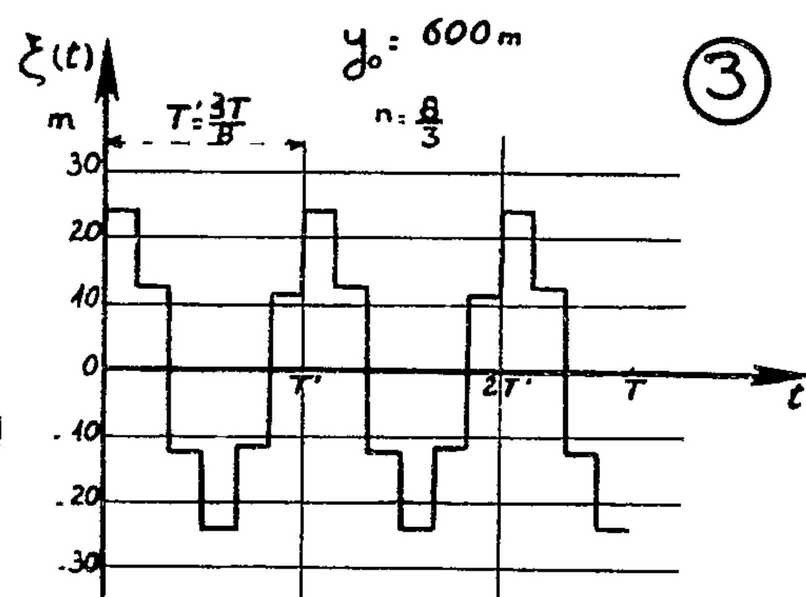
Nous avons noté en particulier la périodicité de la surpression en fonction de n; la valeur de la période est égale à 2. Les harmoniques pairs engendrent des surpressions nulles; par contre, les surpressions prennent la même valeur pour tous les harmoniques impairs.

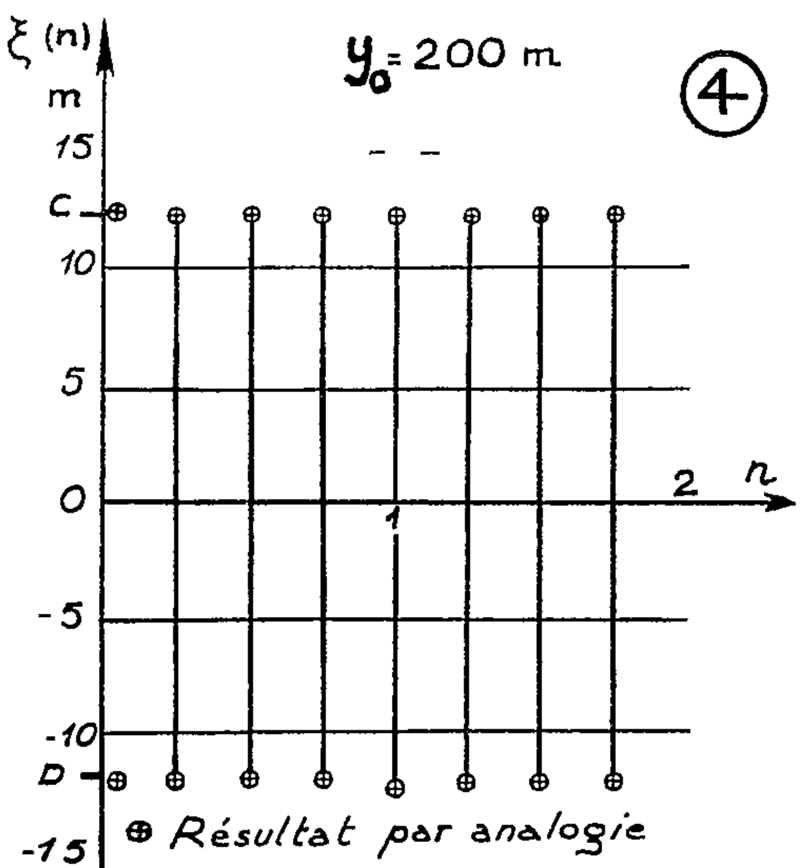
Nous reproduisons dans les figures 1 et 2 les oscillogrammes représentant les variations en fonction du temps de la surpression au distributeur pour les valeurs $n = 1$ et $n = 8/3$.

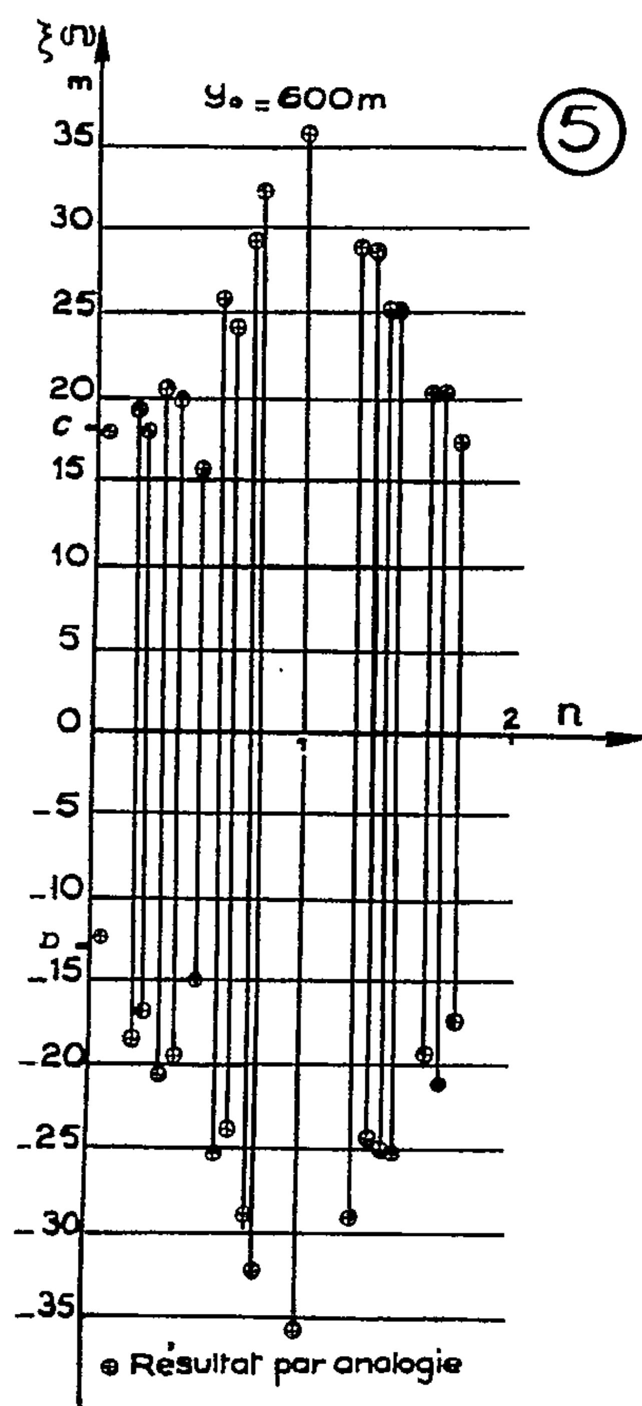
Malgré une légère déformation des signaux imputable essentiellement à l'utilisation, pour la réalisation de l'analogie, d'une ligne à constantes localisées au lieu d'une ligne à constantes réparties, le simulateur fournit l'aspect qualitatif du phénomène. En effet, l'oscillogramme de la figure 1 représente bien le phénomène de résonance de la conduite; l'oscillogramme de la figure 2 diffère assez peu de la courbe théorique correspondante de la figure 3.

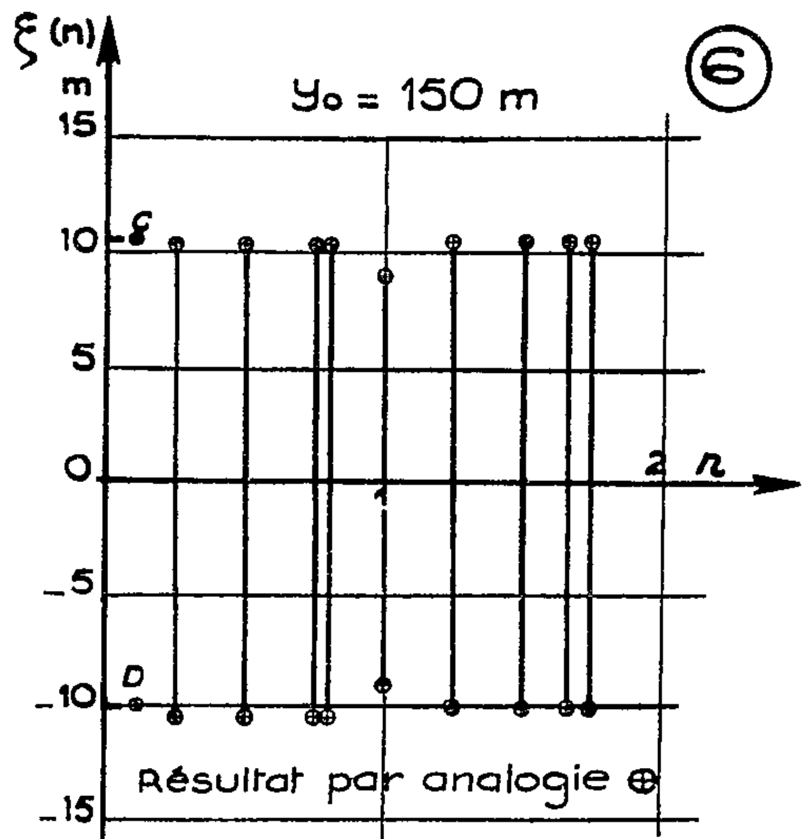
En nous plaçant dans les divers cas envisagés dans l'étude graphique du problème ($S = 2{,}5\ m^2$, $a/g = 100$, $y_0 = 600$, 150, 200 m) et pour un débit











variant de $\pm 3\ \%$ autour de la valeur $q_0 = 10\ m^3/s$; nous avons mesuré les surpressions correspondant aux différentes valeurs de n.

Les figures 4, 5 et 6 sur lesquelles nous avons porté les résultats fournis par l'appareil mettent en évidence la bonne concordance entre les résultats obtenus par la méthode graphique de Bergeron et ceux donnés par le simulateur.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2421 et 2686.

MÉCANIQUE-PHYSIQUE. — *Mesures expérimentales du retreint dans l'emboutissage.* Note (*) de M. **Jacques Guyot**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Lorsqu'on veut réaliser un embouti profond, on découpe un flan plus grand que le col de la matrice où il doit être forcé. Ce supplément de largeur est serré sous un serre-flan. Par l'effet du poinçonnage le métal placé sous ce serre-flan est appelé vers le centre et il lui faut se « rétreindre » pour passer dans la matrice.

Plus il y aura de métal acceptant de se tréfiler ainsi, plus l'embouti sera profond. Mais pour chaque lot de tôles de fabrication homogène, il existe un maximum au-delà duquel le flan ne passe plus entièrement dans la matrice et où, par conséquent, la profondeur d'embouti est faible. C'est ce maximum qu'il est intéressant de connaître. Nous l'appelons flan de dimension critique.

On pourrait donc, par tâtonnements, essayer plusieurs flans de grandeurs différentes et voir celui qui est « critique ».

Mais pour plusieurs raisons, nous avons préféré procéder à un essai, du même genre, mais n'agissant que sur un fuseau élémentaire pris entre deux méridiens, d'un flan circulaire :

1° Cela permet d'apprécier l'aptitude au retreint d'emboutissage dans diverses directions, ce qui peut avoir de l'intérêt quand on prévoit emboutir des pièces dissymétriques;

2° C'est d'un réglage plus rapide en cours d'essai;

3° Cela permet d'utiliser une machine de traction plus répandue que les presses à emboutir dans un laboratoire.

Le fuseau qu'on peut arbitrairement découper dans un flan est figuré par une éprouvette rectangulaire portant une tête en trapèze. Le trapèze représente le métal sous serre-flan (*fig.* 1).

L'angle de ce trapèze est sans importance sur le résultat qu'on cherche à trouver et qui est le rapport P/p du périmètre extérieur au périmètre de la matrice. Il importe seulement qu'en simulant l'emboutissage, on n'intro-

duise pas d'autres effets de déformation que dans cet emboutissage réel. La barrette aura sa tête en trapèze prise dans une pièce de même forme. La traction de la partie rectangulaire obligera cette tête à se tréfiler jusqu'à

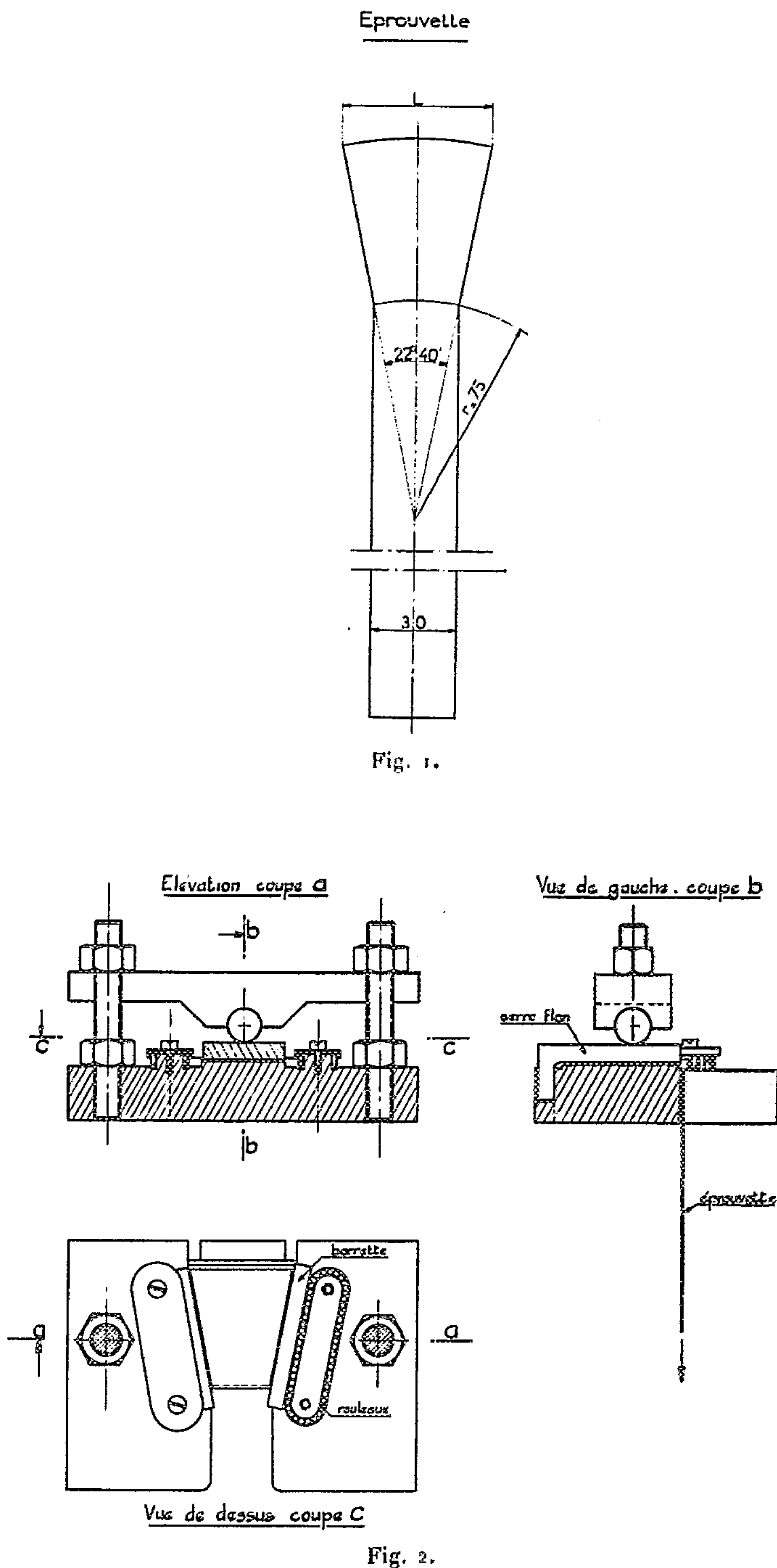


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

la dimension de la petite base (*fig.* 1). Si l'on ne prenait pas de précautions spéciales, on pourrait objecter que le frottement des bords latéraux risque de donner des « cornes », alors que dans l'emboutissage réel, les bords d'un fuseau font corps avec le bord du fuseau voisin qui avance avec lui.

Il suffit donc, pour supprimer cet « effet de bord » de constituer les parois latérales de la « filière » par des barrettes qui glissent sur un chemin de rouleaux (*fig.* 2).

On comprend que grâce à cette assimilation on a le droit de choisir arbitrairement l'angle des bords du trapèze puisque l'emboutissage réel est celui de n éprouvettes qui se juxtaposent de quelque façon qu'on choisisse n.

Désire-t-on se libérer plus complètement des légers frottements qui peuvent quand même se produire sur les glissières ? Il suffit alors de ne procéder aux mesures que sur un sous-multiple de l'angle choisi grâce à un quadrillage approprié des éprouvettes (*fig.* 3).

Mais l'expérience prouve que, pratiquement, les déformations sont assez homogènes pour qu'on puisse considérer comme écarté l'effet de bord, ce qui justifie le caractère arbitraire de l'angle adopté.

Appareil. — L'appareil utilisé pour cette réalisation est représenté figures 2 et 4.

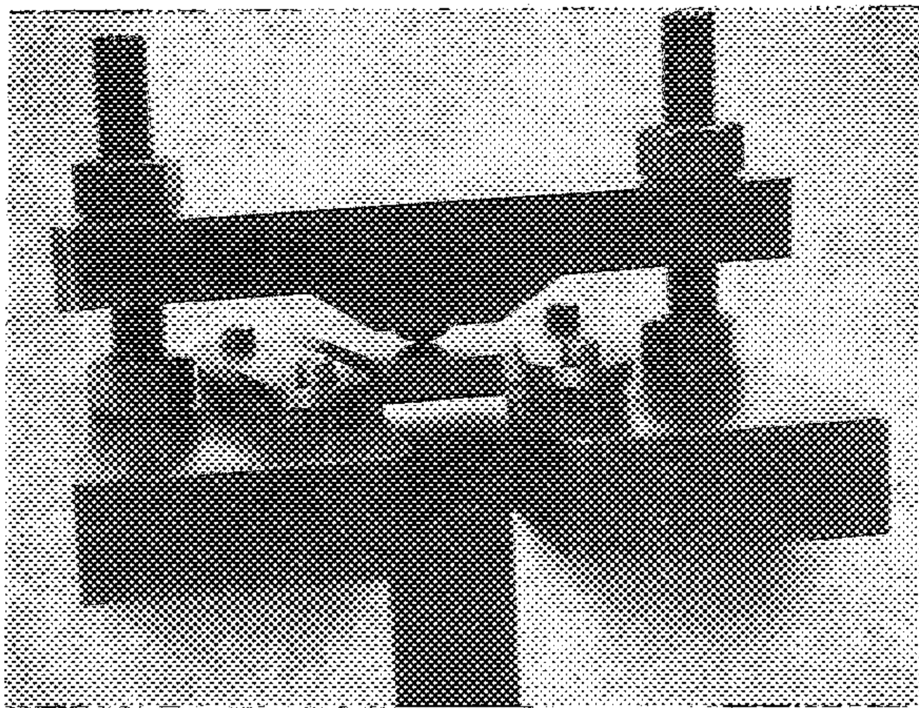


Fig. 4.

Réalisation. — On prélève plusieurs éprouvettes conformément à la figure 1. La hauteur du trapèze est prise voisine de 60 mm suivant la présomption qu'on possède sur le métal. Après avoir mis l'éprouvette en place, bien graissée avec un mélange chargé en bisulfure de Mo ou en graphite, on la tire avec la machine de traction. On note la force nécessaire à la rupture et l'on voit si la tête s'est peu ou bien tréfilée. Pour ne pas

accumuler deux dispersions, les éprouvettes suivantes seront tirées uniformément jusqu'à atteindre les 97/100e de l'effort de rupture trouvé. C'est justifié parce que dans les 3/100e restant à appliquer se produisent des strictions qui condamnent la pièce emboutie.

On utilisera ensuite quelques éprouvettes dont les têtes seront écourtées plus ou moins en vue de fixer la hauteur critique. Celle-ci correspondant à une largeur L de la grande base, à une largeur l (= 30 mm) de la petite base. Le coefficient de retreint trouvé se calculera :

$$\rho = \frac{L - l}{l} \times 100 = \frac{L - 30}{30} \times 100.$$

(*) Séance du 23 décembre 1957.

ASTRONOMIE. — *Mesures photométriques de la comète d'Encke.* Note de M. **Pierre Mianes**, transmise par M. André Danjon.

Appareil utilisé. — Photomètre photoélectrique équipé d'une cellule Lallemand à 19 multiplicateurs et monté sur le télescope de 81 cm de l'Observatoire de Haute-Provence.

Des filtres appropriés ont été utilisés pour isoler deux séries de bandes.

a. Bande violette de CN (0.0), 3 883 Å, magnitude m_4.

Filtres Schott UG 2, 1 mm + WG 1, 1 mm, collés à la glycérine.

Bande passante, 3 600 à 4 000 Å.

b. Bandes de Swan de C_2 (1.0), 4 737 Å ; (0.0), 5 165 Å ; (0.1) 5 635 Å, magnitude m_5.

Filtres Schott VG 9, 1 mm.

Bande passante, 4 600 à 5 700 Å.

Les diaphragmes utilisés ont varié entre 4 et 15 mm de diamètre (pour une distance focale de 12 m).

Méthode. — Comme le temps était limité par le lever du jour, il a été nécessaire de commencer les mesures pour des distances zénithales très grandes (séc z jusqu'à 9 ou 10), aussi chaque série d'observation était rapportée à deux étoiles assez proches de la comète.

Au mois de décembre, toutes les étoiles de comparaison ont été mesurées en même temps pour ramener toutes les mesures à la même échelle.

Le tableau I donne les magnitudes photoélectriques de ces étoiles. Le tableau II donne les résultats des mesures faites sur la comète.

Pour passer de la magnitude m_5 à la magnitude V visuelle de Johnson et Morgan [1] on peut appliquer l'équation

$$V = 16,81 + m_5.$$

TABLEAU I.

N° BD +.	m_4.	m_5.	V.	N° BD +.	m_4.	m_5.	V.
31°1784.......	4,24	7,99	8,82	21°2159.......	8,41	10,17	6,64
1814.......	6,71	8,61	8,20	2161.......	5,15	7,39	9,42
1818.......	5,71	7,61	9,20	18°2366.......	5,34	8,10	8,71
29°1837.......	4,78	7,90	8,91	2368.......	5,16	8,66	8,15
1845.......	5,83	8,20	8,61	13°2348.......	8,45	9,98	6,83
22°2169.......	6,16	8,12	8,69	2350.......	7,28	9,22	7,59
2170.......	4,50	7,85	8,96	11°2333.......	5,52	9,20	7,61
20°2447.......	5,76	9,27	7,54	12°2307.......	5,31	9,57	7,24

TABLEAU II.

Le nombre supérieur représente m_4.
Le nombre inférieur représente m_5.

Date.	4,0 mm.	5,0 mm.	6,5 mm.	8,0 mm.	10,0 mm.	12,0 mm.	15,0 mm.
15 septembre.....	−4,96	−5,26	–	–	−6,08	–	–
	−6,08	−6,43	–	–	−7,14	–	–
16 »	–	–	–	–	−6,21	–	–
	–	–	–	–	−7,35	–	–
19 »	–	–	–	–	−6,63	–	−6,92
	–	–	–	–	−7,66	–	–
27 »	–	–	−7,16	–	−7,70	−7,86	–
	–	–	−8,07	–	−8,33	−8,44	–
28 »	–	–	−7,42	–	−7,77	−7,92	−8,00
	–	–	−8,12	–	−8,37	−8,46	−8,50
30 »	–	–	−7,90	–	−8,29	−8,43	−8,49
	–	–	−8,53	–	−8,73	−8,75	−8,77
4 octobre.......	–	–	–	–	−8,71	−8,78	–
	–	–	–	–	−9,09	−9,10	–
5 »	–	–	–	−8,62	−8,83	−8,84	–
	–	–	–	−9,00	−9,08	−9,07	–
6 »	–	–	–	–	−8,75	−8,88	−9,03
	–	–	–	–	−9,03	−9,06	−9,05

Néanmoins ce procédé n'est pas absolument correct car les bandes passantes des deux filtres m_5 et V sont décalées de 300 Å environ :

$$\text{pour } m_5 : \quad \lambda_{\text{moyen}} = 5\,100 \text{ Å}.$$

Précision des mesures. — Nous avons évalué la grandeur de deux causes principales d'erreur :

1° erreur du zéro de l'échelle pour chaque série d'observation; nous avons calculé :

$$\text{pour } m_4 : \quad \varepsilon_m = \pm\, 0{,}015;$$
$$\text{pour } m_5 : \quad \varepsilon_m = \pm\, 0{,}010;$$

2° erreurs sur les mesures :

pour m_4 : $\varepsilon_m = \pm 0,042$;
pour m_5 : $\varepsilon_m = \pm 0,022$.

Courbes. — Dans les figures 1 et 2 nous avons porté m_4 et m_5 en fonction du diamètre sur la comète en unité astronomique (D), puis nous avons calculé les magnitudes m_4 et m_5 correspondant à un diamètre de $0,8.10^{-3}$ U. A. sur la comète. Ce diamètre correspond sensiblement à un diaphragme de 10 mm.

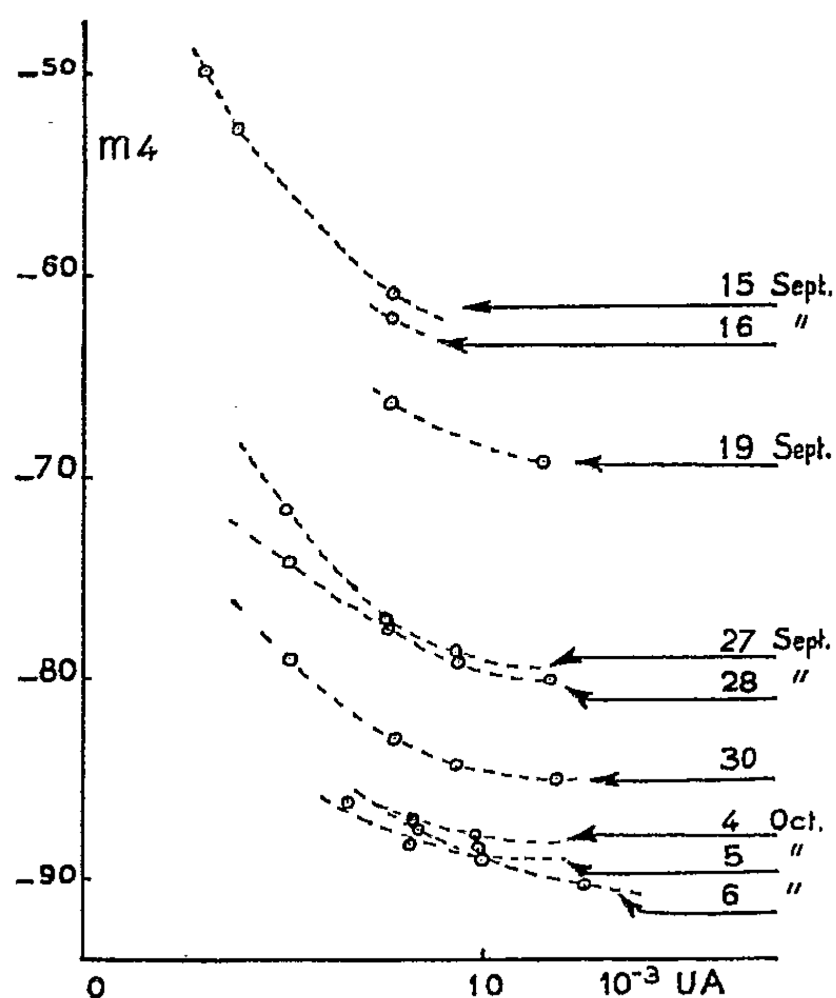


Fig. 1.

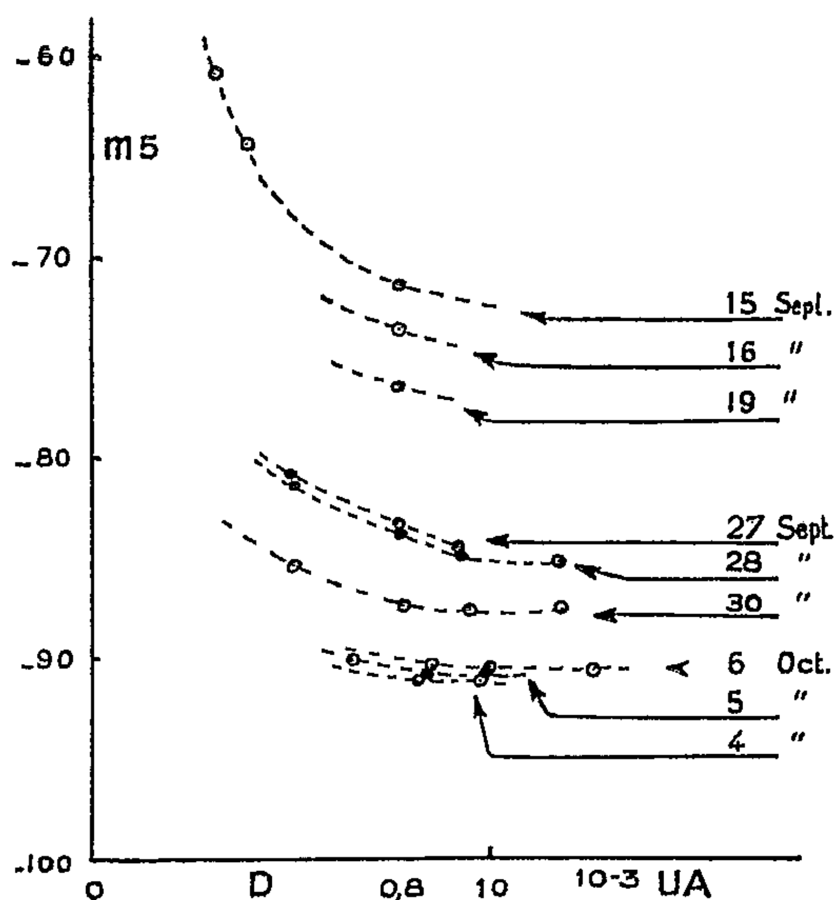


Fig. 2.

Ces magnitudes ont été ensuite ramenées à la distance Terre-comète de 1 U.A. en appliquant l'équation

$$M = m - 5 \log \Delta.$$

Dans la figure 3 nous avons porté M_4 et M_5 en fonction de la distance héliocentrique.

Ces courbes appellent certaines remarques.

Fig. 1 et 2 : l'allure asymptotique des courbes indique un diamètre de $1,5.10^{-3}$ U. A. pour le violet (bande de CN) et de $1,0.10^{-3}$ U. A. pour les bandes de Swan.

La variation de ces magnitudes en fonction de D a une allure un peu différente entre le 28 septembre et le 6 octobre.

Fig. 3 : entre le 28 septembre et le 6 octobre et en considérant l'allure générale de la variation des autres jours, les magnitudes paraissent subir un excès s'élevant à 25 ou 30 centièmes.

L'allure générale des six autres points permet de voir que le coefficient n de la distance héliocentrique ($2,5 n \log r$) n'est pas constant mais qu'il diminue

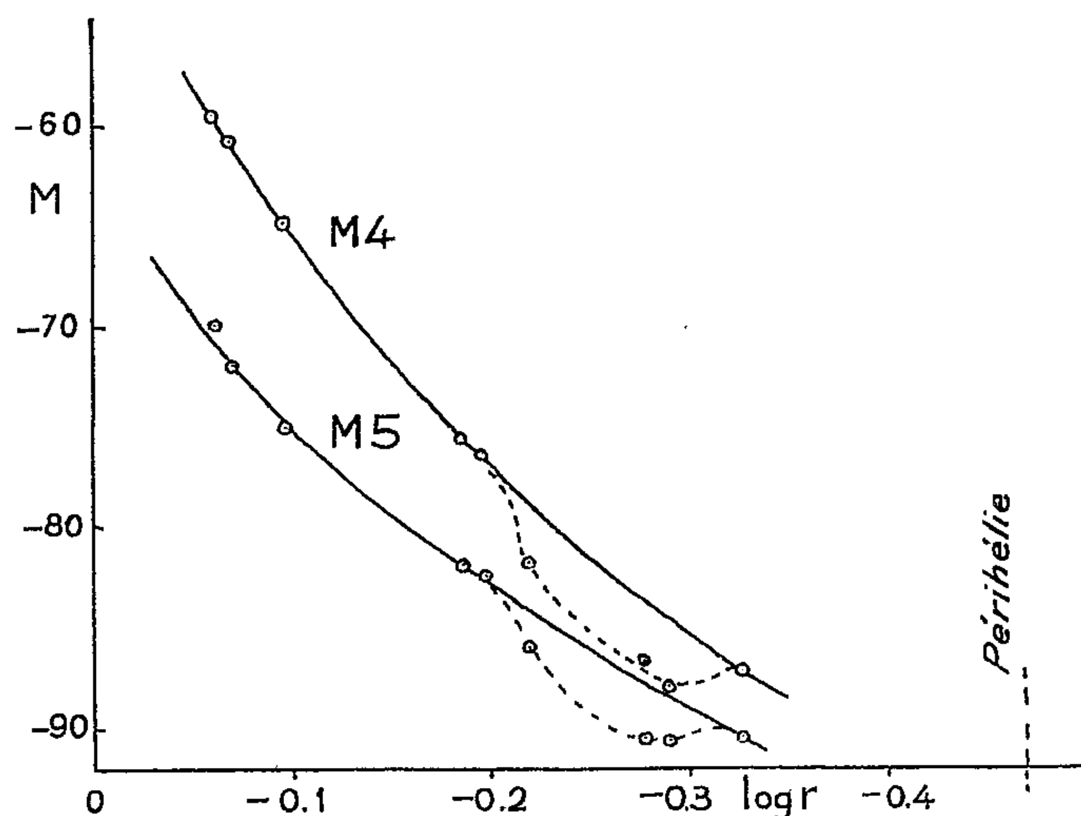


Fig. 3.

régulièrement avec r. On peut voir aussi qu'il est plus faible pour m_5 que pour m_4.

(1) *Ap. J.*, 117, p. 313.

ASTRONOMIE. — *Étude spectrale de 401 étoiles situées dans la constellation du Cygne.* Note de Mlle **Madeleine Barbier**, transmise par M. André Danjon.

Comparaison de la classification spectrale utilisée en Haute-Provence et à Marseille avec celles de Morgan et Keenan et d'autres auteurs.

Nous avons déterminé les types spectraux de 401 étoiles de deux champs de 24° carrés chacun, centrés l'un sur *P Cygni*, l'autre sur 28 *Cygni*. Les clichés ont été pris à l'Observatoire de Hauts-Provence à l'aide du prisme objectif à champ normal de 15 cm de diamètre (P. P. O.) (1) sur des plaques II*a*O chauffées 48 h. Il est possible d'étudier les étoiles jusqu'à la magnitude 10,0 sur des clichés posés 4 h. Les spectres ont une hauteur de 0,6 mm sur la plaque et une dispersion de 77 Å/mm entre Hδ et Hγ. Pour chaque champ nous avons utilisé deux clichés, l'un de 4 h, l'autre de 80 m afin de pouvoir mesurer sur le deuxième les étoiles surexposées du premier.

La classification spectrale adoptée est celle de W. W. Keenan et P. C. Morgan (2); les spectres sont comparés par projection aux reproductions photographiques des spectres d'étoiles standards publiées par H. L. Johnson et

W. W. Morgan (³). Les critères fournis par ces derniers ont été réétudiés pour notre prisme objectif et s'avèrent parfaitement utilisables.

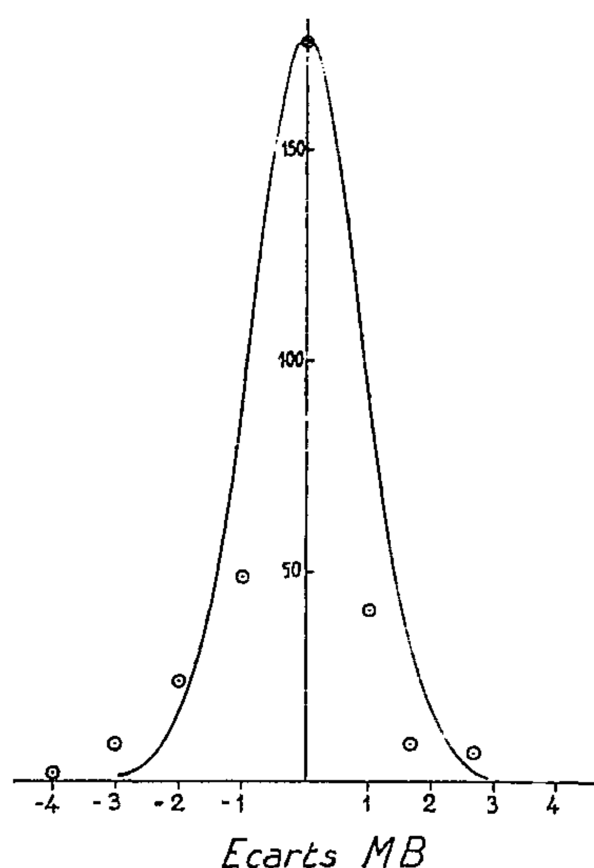


Fig. 1.

Chaque plaque a été examinée par deux observateurs; l'écart quadratique moyen calculé d'après la formule $e = \sqrt{\varepsilon^2/n}$ est de $e = 1,5$. Nous avons représenté dans la figure 1 la répartition de nos écarts. Pour les classes de luminosité, sur 401 étoiles les écarts se répartissent ainsi :

$\Delta L = 0$: N = 262, $\Delta L = \pm 2$: N = 40,
$\Delta L = \pm 1$: N = 99, $\Delta L = \pm 3. \pm 4$: N = 0,

Nous avons comparé nos résultats avec ceux obtenus à Harvard (*fig.* 2). D'autre part, Schalén, P. R. Annear, J. J. Nassau et D. A. MacRae, W. W. Morgan ont classé, dans leurs travaux certaines étoiles qui se trouvent dans nos champs. Nous avons établi la relation entre les classifications utilisées par ces auteurs et la nôtre. Afin d'obtenir une représentation plus claire de l'interdépendance des classifications, nous avons établi, pour chacune, les courbes de régression. Nous donnons dans le tableau les corrections à ajouter à nos mesures pour obtenir les classifications de Harvard, de Schalén, d'Annear, de Nassau et MacRae et de Morgan.

Nos résultats sont très voisins de ceux des auteurs précités mais présentent cependant quelques différences. En effet, nous avons utilisé une dispersion supérieure et nous nous sommes efforcés d'utiliser toutes les sous-classes; de plus nous n'employons pas les mêmes critères de classification. Les nôtres sont ceux plus récents de Morgan, ce qui explique la très bonne concordance de nos résultats avec les siens. Dans la figure 3, nous avons porté en ordonnées la

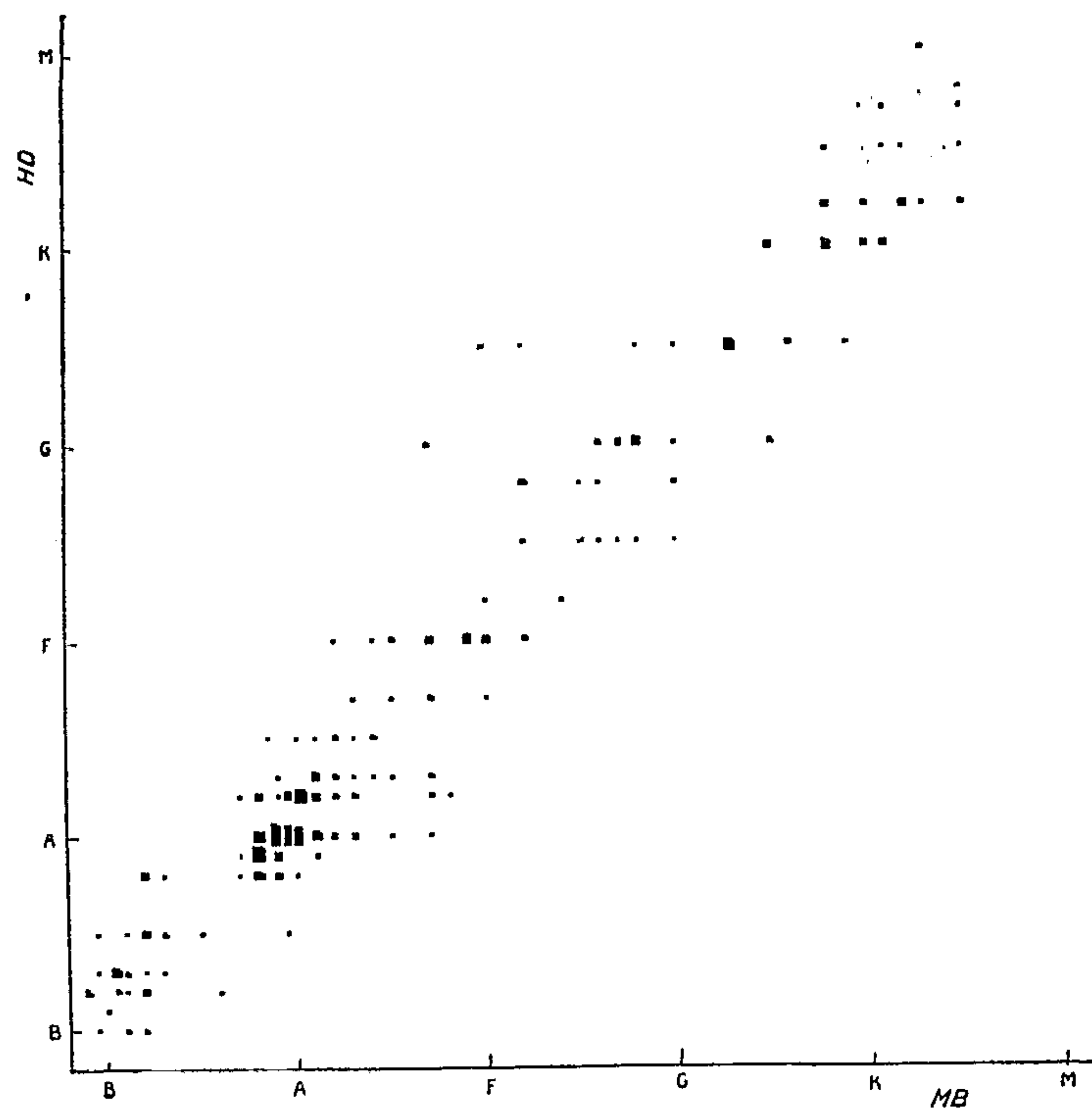


Fig. 2.

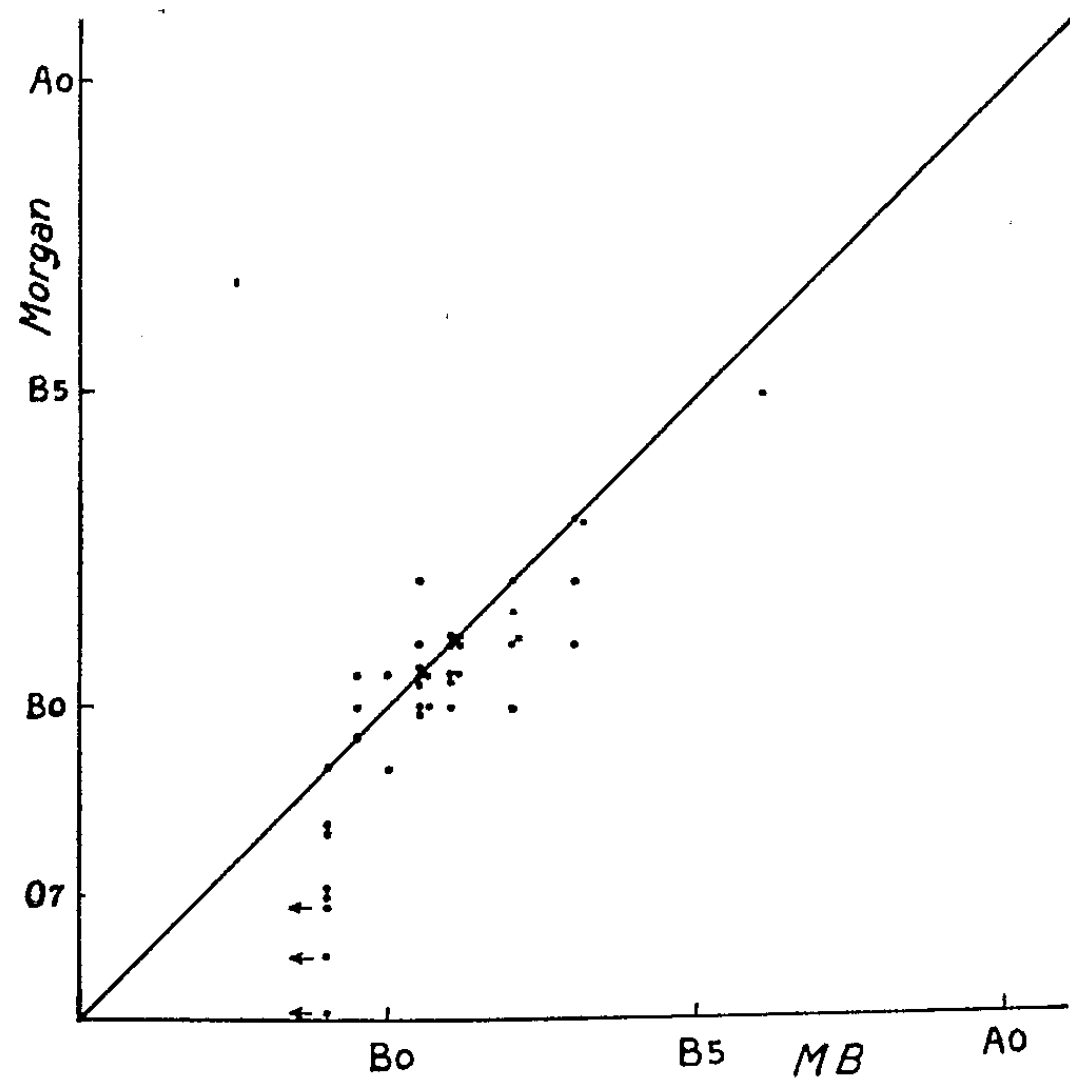


Fig. 3.

classification de Morgan et en abscisses notre classification. Sur 41 étoiles OB classées en commun, l'écart probable est de 0,05 classe spectrale. Nous n'avons pratiquement aucune correction à ajouter pour passer d'une classification à l'autre. La classification des étoiles de O 5 à O 8 est faite provisoirement par nous sous l'indication < O 9. Ceci permet donc de considérer comme très satisfaisante notre adaptation au prisme objectif à champ normal, de la classification de Keenan et Morgan.

MB.	HD-MB.	Annear Nassau — MB.	Schalén MB—.	Morgan MB—.
O 9	–	–	–	—0,2
B 0	+1,7	–	–	—0,2
B 1	–	–	–	—0,3
B 2	+1,3	+1,0	–	—0,4
B 3	–	–	–	—0,4
B 4	+1,0	+0,7	–	–
B 6	+0,8	+0,2	–	–
B 8	+1,0	—0,3	–	–
A 0	+0,7	—0,2	–	–
A 2	+0,5	—0,7	—0,3	–
A 4	+0,7	—1,3	—0,4	–
A 6	+0,6	—2,0	—0,2	–
A 8	+0,8	—2,0	+2,0	–
F 0	+0,9	—1,3	+3,1	–
F 2	+1,0	—0,6	+3,0	–
F 4	+1,1	0,0	+4,0	–
F 6	+2,1	+0,7	+3,0	–
F 8	+2,0	+1,8	+2,6	–
G 0	+1,6	+1.5	+1,1	–
G 2	+1,3	+0,9	+2,2	–
G 4	+1,2	—0,5	+2,5	–
G 6	+1,0	0,0	+2,5	–
G 8	+1,0	0,0	+1,9	–
K 0	+0,6	0,0	+1,5	–
K 2	+0,5	—0,6	+1,4	–
K 4	–	—0,4	+1,1	–

(1) CH. FEHRENBACH, *Publ. Obs. de Haute-Provence*, série A, n° 14.

(2) W. W. MORGAN, P. C. KEENAN et E. KELLMAN, *An Atlas of stellar spectra. Chicago*, University of Chicago Press, 1942.

(3) W. W. MORGAN et H. L. JOHNSON, *Ap. J.*, 117, p. 313.

(4) CH. FEHRENBACH, *Handbuch der Physik*, vol. 50, p. 1, Springer Verlag, Heidelberg 1958)

(5) C. SCHALÉN, *Meddelanden fran Astronomiska Observatorium*, Upsala, n°s 37 et 53.

(6) P. R. ANNEAR, *Ap. J.*, 118, p. 77.

(7) J. J. NASSAU et D. A. MACRAE, *Ap. J.*, 110, p. 40, 478.

ASTRONOMIE. — *Variations de la scintillation, de l'agitation et de l'étalement de l'image d'une étoile en fonction du diamètre de l'objectif utilisé.* Note de M. **Jean Rösch**, présentée par M. André Danjon.

L'enregistrement d'un *diagramme d'occultation* de l'image d'une étoile par le bord d'un écran selon la méthode indiquée précédemment (¹) permet de décrire le mode moyen de détérioration des images pendant un court intervalle de temps par les variations de trois paramètres (scintillation, agitation, étalement) en fonction du diamètre de l'objectif utilisé. Il importe donc, aussi bien pour connaître les propriétés générales de ces paramètres et les relations qui les lient à l'état de l'atmosphère que pour les utiliser éventuellement à la détermination de cet état à un instant donné, de confronter les résultats de l'observation et la forme de ces variations prévue par le calcul.

Il est possible, en adoptant un schéma simple de couche turbulente, de pousser assez loin la théorie sans difficulté mathématique notable. En particulier, si l'on admet que les inhomogénéités sont localisées entre deux plans horizontaux d'altitudes H et $H+h$ et qu'en un point de coordonnées rectangulaires x, y, h (le plan d'altitude H étant le plan $h=0$) la densité vaut $\rho=\rho_0[1+\xi(x/X)\eta(y/Y)\zeta(h/E)]$ où X, Y, E, sont des longueurs constantes, ξ et η des fonctions variant entre -1 et $+1$, et ζ une fonction nulle pour $h=0$ et $h=E$ et dont le maximum fixe l'importance de la perturbation (la couche turbulente est alors cloisonnée en cellules parallélépipédiques sur les faces desquelles la densité est égale à la densité moyenne ρ_0) on parvient à des expressions de la scintillation et de l'étalement en fonction du diamètre de l'objectif utilisé qui font intervenir la valeur moyenne de ζ entre o et E et les dérivées successives de ξ et η.

On peut obtenir des expressions utilisables pour la comparaison avec l'expérience en supposant que ξ et η sont des fonctions sinusoïdales, expressions qui se simplifient encore si l'on suppose que les périodes de ξ et η sont égales, ce qui permet de définir une *longueur d'onde*, Λ, des fluctuations de densité.

Les calculs complets seront publiés dans un autre recueil, et nous ne retiendrons ici que le dernier cas cité. On trouve alors les résultats suivants :

a. Scintillation. — La scintillation, définie par le rapport de l'énergie maximum reçue à l'énergie minimum, est maximum pour les très petites ouvertures, et tend vers l'unité pour les très grandes. Ce maximum vaut

$$K_0=(1+m)(1-m)^{-1}(1+m\cos^2 z)(1-m\cos^2 z)^{-1} \quad \text{avec} \quad m=\frac{4\pi^2 H\Delta}{\Lambda^2\cos^4 z}$$

z étant la distance zénithale d'observation, H l'altitude de la couche turbulente, Δ l'amplitude de la différence de marche (qui varie donc entre $-\Delta$ et $+\Delta$). Au voisinage de ce maximum, la courbe donnant K en fonction du

diamètre d de l'objectif est assimilable à une parabole qui recoupe l'axe $K = 0$ en un point d'abscisse d_S donnée par la relation :

$$2m[(1+3m^2)(1-m^2)^{-3} + \cos^4 z(1+3m^2\cos^4 z)(1-m^2\cos^4 z)^{-3}]\,\mu\, d_S^2 = 1$$

$$\text{avec}\quad \mu = \frac{2\pi^2}{3\Lambda^2\cos^2 z}.$$

On peut donc évaluer Λ et le produit $H\Delta$ à partir de la seule étude de la scintillation.

b. Agitation. — Elle a un maximum pour les très petites ouvertures et devient nulle pour les très grandes. L'ordonnée du maximum est $\varepsilon_0 = 2\pi\Delta/\Lambda \cos^{3/2} z$ et la courbe est assimilable, pour d petit, à une parabole recoupant l'axe $\varepsilon = 0$ au point d'abscisse d_A donnée par $\pi^2 d_A^2(1+\cos^2 z) = 3\Lambda^2\cos^2 z$.

On trouve donc Λ et Δ par l'agitation seule. On comparera les deux valeurs de Λ obtenues et l'on tirera H du rapport m/ε_0.

c. Étalement. — Le problème est tout différent, et relève de l'optique ondulatoire. Seule intervient la forme de la surface d'onde sur l'objectif. Au moins tant que la différence de marche δ par rapport à un plan moyen n'est, sur toute l'étendue de l'objectif, qu'une fraction de longueur d'onde, et tant que cet objectif n'est pas trop grand, on trouve qu'en peut prendre comme valeur du rapport du diamètre théorique au diamètre réel de l'image : $\rho_0/\rho = \sin[\pi(\delta)/\lambda)]/[\pi(\delta/\lambda)]$

Si le diamètre de l'objectif est petit par rapport à la distance $\Lambda/2$ entre creux et crêtes de la surface d'onde, on a approximativement $\delta = (3\pi/2)\,\Delta\,(d/\Lambda)^2$ d'où l'expression :

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \frac{\sin\dfrac{3\pi_2}{2\lambda}\Delta\left(\dfrac{d}{\Lambda}\right)^2}{\dfrac{3\pi^2}{2\lambda}\Delta\left(\dfrac{d}{\Lambda}\right)^2}$$

Le rapport ρ_0/ρ vaut donc 1 pour d petit, et diminue très lentement, au début, du fait que d/Λ intervient au second degré. La courbe en $\sin x^2/x^2$ qui est confondue avec la courbe expérimentale pour les petits diamètres coupe l'axe $\rho_0/\rho = 0$ au point d'abscisse d_E telle que le sinus du numérateur soit nul, c'est-à-dire que $(3\pi/2\lambda)\,\Delta\,(d_E/\Lambda)^2 = 1$, d'où $d_E/\Lambda = 0{,}46\sqrt{\lambda/\Delta}$.

Ainsi, dans la mesure où l'étalement est provoqué par la même couche inhomogène, on trouve ici une détermination de Δ/Λ^2 à comparer avec l'évolution faite d'après la scintillation et l'agitation.

Pour les grands diamètres, les expressions ci-dessus donnent une valeur limite non nulle en général pour ρ_0/ρ, alors que l'observation fait apparaître une valeur limite de ρ pendant que ρ_0 tend vers zéro. Une détermination expérimentale de la forme de la surface d'onde sur une très grande étendue serait nécessaire pour lever cette ambiguïté.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3027.

RELATIVITÉ. — *Trajectoires de Schwarzschild et trajectoires de Newton.* Note (*) de M. **Michel Cahen**, présentée par M. Joseph Pérès.

Nous démontrons qu'il n'existe aucun espace d'Einstein qui puisse être mis en correspondance géodésique avec l'espace à connexion affine sans torsion correspondant au problème de Képler. Nous généralisons ce résultat.

1. L'étude de la classification des trajectoires d'un point matériel dans l'espace de Schwarzschild nous a conduit à étudier le lien existant entre ces trajectoires et celles fournies par la mécanique classique de Newton dans le problème de Képler. Pour préciser une correspondance possible entre ces deux types de courbes nous considérons les trajectoires de Képler comme courbes autoparallèles d'une connexion affine sans torsion ([1]).

Les deux variétés (espace de Schwarzschild et espace à connexion de Képler) que nous noterons respectivement S_4 et K_4 sont rapportées au même système de coordonnées polaires r, θ, φ, x_0.

Peut-on établir une correspondance géodésique entre S_4 et K_4 ?

2. Nous répondons à cette question en cherchant à caractériser tous les espaces de Riemann qui peuvent être mis en correspondance géodésique avec K_4. Pour que deux espaces à connexion soient géodésiquement applicables ils doivent posséder le même tenseur de Weyl W^h_{klm} dont l'expression en fonction du tenseur de courbure est

$$(1)\qquad W^l_{ijk} = R^l_{ijk} + \delta^l_i \frac{R_{jk} - R_{kj}}{5} + \frac{\delta^l_j(4 R_{ik} + R_{ki}) - \delta^l_k (4 R_{ij} + R_{ji})}{15}.$$

Dans le cas où l'un des espaces considérés est un espace de Riemann le tenseur de Weyl correspondant est plus simple :

$$(2)\qquad W^l_{ijk} = R^l_{ijk} - \frac{1}{3}(\delta^l_k R_{ij} - \delta^l_j R_{ik}).$$

Nous choisissons dans K_4 une famille de repères dans lesquels les composantes ω^α du déplacement sont

$$(3)\qquad \omega^0 = dt, \qquad \omega^1 = dr, \qquad \omega^2 = r\, d\theta, \qquad \omega^3 = r \sin\theta\, d\varphi.$$

Les équations de structure de K_4 ont dans ces repères la forme

$$(4)\qquad \left\{\begin{aligned} d\vec{e}_0 &= \frac{k}{mr^2}\omega^0 \vec{e}_1, \\ d\vec{e}_1 &= \frac{1}{r}\omega^3 \vec{e}_3 + \frac{1}{r}\omega^2 \vec{e}_2, \\ d\vec{e}_2 &= \frac{\cos\theta}{r\sin\theta}\omega^3 \vec{e}_3 - \frac{1}{r}\omega^2 \vec{e}_1, \\ d\vec{e}_3 &= -\frac{1}{r}\omega^3 \vec{e}_1 - \frac{\cos\theta}{r\sin\theta}\omega^3 \vec{e}_2, \end{aligned}\right.$$

si m désigne la masse du corps potentiant dans le problème de Képler étudié et $k = fmm'$ où f est la constante de gravitation et m' la masse du corps potentié.

La torsion de cette connexion est nulle. Le tenseur de courbure n'a que trois composantes différentes de zéro :

$$(5) \qquad \begin{cases} R^{1}_{010} = -\dfrac{2k}{mr^3}, \\ R^{2}_{002} = R^{3}_{003} = -\dfrac{k}{mr^3}, \end{cases}$$

Le tenseur de Weyl possède les mêmes trois composantes non nulles :

$$(6) \qquad W^{1}_{010} = -\frac{2k}{mr^3}, \qquad W^{2}_{002} = -\frac{k}{mr^3}, \qquad W^{3}_{003} = -\frac{k}{mr^3}.$$

Pour qu'un espace de Riemann soit géodésiquement applicable sur K_4 il faut que son tenseur de Weyl $\overline{W}^{l}_{ijk}$ soit de la forme (6). Si nous supposons de plus que l'espace de Riemann envisagé est un espace d'Einstein on a

$$(7) \qquad \bar{R}^{1}_{010} = -\frac{2k}{mr^3}, \qquad \bar{R}^{2}_{002} = -\frac{k}{mr^3}, \qquad \bar{R}^{3}_{003} = -\frac{k}{mr^3},$$

les autres composantes du tenseur de courbure étant nulles. Notons ce tenseur sous la forme d'une matrice à six lignes et six colonnes

$$(8) \qquad \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & & & \\ 0 & 0 & 0 & & \gamma & \\ 0 & 0 & 0 & & & \end{pmatrix},$$

où γ est une matrice diagonale à trois lignes et trois colonnes, de trace nulle.

Si l'on se réfère à la décomposition en composantes irréductibles du tenseur de Riemann-Christoffel d'un espace de Riemann à quatre dimensions telle qu'elle a été donnée par M. Debever ([2]), on constate qu'il est impossible que la matrice de courbure (8) soit celle d'un espace d'Einstein. On en déduit le théorème : *Si un espace de Riemann est en correspondance géodésique avec* K_4 *cet espace n'est pas un espace d'Enstein. Il ne peut donc avoir le même tenseur de courbure que* K_4.

Ceci démontre en particulier qu'une correspondance géodésique $S_4 \longleftrightarrow K_4$ est impossible.

3. On peut se demander s'il n'est pas possible de modifier la théorie de Képler (par l'introduction de forces plus compliquées newtoniennes ou non newtoniennes) de manière à obtenir l'applicabilité cherchée. Un calcul analogue au précédent montre que quelle que soit la fonction de point choisie

comme force, la connexion affine K'_4 n'est jamais applicable sur l'espace S_4. Plus précisément on ne peut construire d'espace d'Einstein en correspondance géodésique avec K'_4.

4. Nous avons recherché des espaces de Riemann du type « optique » géodésiquement applicables sur K_4. Leur métrique est de la forme

$$d\sigma^2 = -dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2\theta \, d\varphi^2 + n^2 dx_0^2.$$

Un calcul simple montre qu'aucun espace de cette forme n'est applicable sur K_4.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) CARTAN, *Ann. Éc. Norm. Sup.*, 41, 1924.

(2) DEBEVER, *Bull. Cl. Sc. Acad. R. Belgique*, 22, 1956.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Une nouvelle manière d'établir l'expression mathématique du principe de Huygens en théorie de l'électron de Dirac.* Note (*) de M. **Phan-Van-Loc**, transmise par M. Gaston Dupouy.

Pour établir une expression mathématique correcte du principe de Huygens en théorie de l'électron de Dirac, M. Émile Durand et ses collaborateurs se sont servis d'une identité très générale faisant intervenir l'opérateur du second ordre de l'équation d'onde, qu'ils décomposent en un produit de deux opérateurs du premier ordre (1). Une solution du même problème a été donnée par Rubinowicz (2), qui utilise comme point de départ l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0, \tag{1}$$

où ρ est la densité moyenne de l'électricité $\rho = -e\sum_{k=1}^{k=4} |\psi_k|^2$ et $\vec{j}$, le vecteur densité de courant $\vec{j} = ec\sum_{k=1}^{k=4} \psi_k^* \vec{\alpha} \psi_k$, $\vec{\alpha}$ désignant la matrice-vecteur dont les trois composantes sont α_1, α_2, α_3. On adopte généralement l'abréviation qui consiste à écrire $\psi_k^* A \psi_k$ au lieu de $\sum_{k=1}^{k=4} \psi_k^* A \psi_k$, ce qui revient à écrire le vecteur densité de courant :

$$\vec{j} = ec\psi_k^* \vec{\alpha} \psi_k. \tag{2}$$

Si l'on procède comme l'a fait Rubinowicz, mais en se servant systématiquement des matrices de Dirac tout au long du calcul on peut aboutir au résultat de façon assez simple, sans faire appel à aucune identité établie au préalable.

En l'absence des champs, les équations de Dirac et leurs conjuguées

s'écrivent

$$(3)\qquad \begin{cases} (\alpha_u \partial^u + ik_0\alpha_4 - q\alpha_0)\psi_k = 0, \\ \psi_k^\star(\alpha_u \underset{\leftarrow}{\partial^u} - ik_0\alpha_4 - q\alpha_0) = 0; \end{cases}$$

$$q = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}; \qquad k_0 = \frac{2\pi m_0 c}{h}; \qquad u = 1, 2, 3$$

avec les conditions suivantes :

$$\alpha_u \psi_k = \sum_j (\alpha_u)_{kj}\psi_j; \qquad \psi_k^\star \alpha_u = \sum_j \psi_j^\star (\alpha_u)_{jk},$$

l'opérateur ∂^u agit sur les fonctions placées à sa droite, tandis que l'opérateur $\underset{\leftarrow}{\partial^u}$ agit sur les fonctions placées à sa gauche. Les fonctions d'ondes et leurs conjuguées dérivent des potentiels Φ_k et $\Phi_k^\star$ suivant les équations

$$(4)\qquad \begin{cases} \psi_k = (\alpha_u \partial^u + ik_0\alpha_4 + q\alpha_0)\Phi_k, \\ \psi_k^\star = \Phi_k^\star(\alpha_u \underset{\leftarrow}{\partial^u} - ik_0\alpha_4 + q\alpha_0). \end{cases}$$

Si la densité moyenne de l'électricité ρ est constante par rapport au temps, au lieu de (1), on aura simplement $\operatorname{div}\vec{j} = 0$, de sorte que, en intégrant (1) dans tout le volume V limité par la surface S, $\vec{j}$ ayant l'expression (2), à la constante ec près, on a

$$(5)\qquad \int_V \operatorname{div}(\psi_k^\star \vec{\alpha}\psi_k)\,dv = \int_S \psi_k^\star \alpha_u n^u \psi_k\,ds = 0.$$

Remplaçons $\psi_k^\star$ par le potentiel $\Phi_k^\star$ dont elle dérive suivant (4); il y aura multiplication des opérateurs qu'on fera en tenant compte des relations

$$(6)\qquad \begin{cases} (\alpha_u \partial^u)(\alpha_u n^u) = n_u \partial^u - (n^v \partial^w - n^w \partial^v)\alpha_v\alpha_w, \\ (\alpha_u n^u)(\alpha_u \partial^u) = n_u \partial^u + (n_v \partial^w - n^w \partial^v)\alpha_v\alpha_w, \\ (ik_0\alpha_4 + q\alpha_0)(\alpha_u n^u)\psi_k = (\alpha_u n^u)\alpha_u \partial^u)\psi_k. \end{cases}$$

Voici ce que devient l'intégrale (5) :

$$(7)\qquad \int_S \Big\{ \big[\Phi_k^\star(n_u \underset{\leftarrow}{\partial^u})\psi_k - \Phi_k^\star(n_u \partial^u)\psi_k\big] \\ - \big[\Phi_k^\star(n^v \underset{\leftarrow}{\partial^w} - n^w \underset{\leftarrow}{\partial^v})\alpha_v\alpha_w\psi_k + \Phi_k^\star(n^v \partial^w - n^w \partial^v)\alpha_v\alpha_w\psi_k\big]\Big\}\,ds = 0.$$

Lorsque les potentiels Φ_k se réduisent à une seule fonction Φ multipliée par quatre constantes complexes a_k, le deuxième crochet sous l'intégrale s'écrit plus simplement :

$$a_k(n^v \partial^w - n^w \partial^v)\alpha_v\alpha_w(\Phi^\star \psi_k).$$

L'intégrale (7) est valable pour un point extérieur à la surface S.

Soient maintenant des potentiels d'ondes convergentes en un point P, de la forme

$$\Phi_k = a_k \frac{e^{i\mathrm{K}r}}{r} e^{-ikct}; \qquad \mathrm{K}^2 = k^2 - k_0^2. \tag{8}$$

Si P est intérieur à la surface S, l'intégrale (7) n'est plus valable, la fonction (8) et ses dérivées deviennent infinies en ce point. Entourons P d'une petite sphère s, de rayon r très petit, ayant ce point pour centre. Sur cette sphère s, l'élément de surface $ds = r^2 d\omega$, $d\omega$ est l'angle sous lequel on voit ds.

D'autre part, les dérivations de $e^{-i\mathrm{K}r}/r$ contiennent des termes en $1/r^2$ et en $1/r$. Lorsqu'on fait tendre r vers zéro, seuls les termes en $1/r^2$ donnent une contribution finie non nulle. Sur la sphère, on a par exemple :

$$\frac{\partial}{\partial n} = -\frac{\partial}{\partial r}; \qquad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial x} = n_x \frac{\partial}{\partial r}.$$

On voit immédiatement que la partie contenant $(n^\nu \partial^w - n^w \partial^\nu)$ s'annule dans l'intégrale étendue à la sphère s.

Quand on fait $r \to 0$, ψ_k prend sa valeur au point P, et l'on a, en omettant les constantes a_k :

$$4\pi\psi_k(\mathrm{P}) = \int_{\mathrm{S}} \left\{ \psi_k \frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-i\mathrm{K}r}}{r}\right) - \frac{e^{-i\mathrm{K}r}}{r}\frac{\partial}{\partial n}\psi_k \right\} ds$$
$$+ \int_{\mathrm{S}} (n^\nu \partial^w - n^w \partial^\nu)\, \alpha_\nu \alpha_w \left(\frac{e^{-i\mathrm{K}r}}{r}\psi_k\right) ds.$$

C'est bien la formule que nous avons établie ailleurs (¹) par une autre méthode.

Quand on l'applique aux problèmes de diffraction par un écran percé d'un trou, la surface S n'est pas une surface fermée mais bordée d'un contour C. Dans ces conditions, les intégrales de surface se transforment en intégrales de contour, la première par la méthode Maggi-Rubinowicz :

$$\int_{\mathrm{S}} \left\{ \frac{e^{-i\mathrm{K}r}}{r}\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-i\mathrm{K}\rho}}{\rho}\right) - \frac{e^{-\mathrm{K}\rho}}{\rho}\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{e^{-i\mathrm{K}r}}{r}\right) \right\} ds = -\int_{\mathrm{C}} \frac{e^{-i\mathrm{K}(r+\rho)}}{r\rho} \frac{[\vec{r} \times \vec{\rho}]}{r\rho + \vec{r}.\vec{\rho}} \vec{dl},$$

la seconde par l'identité classique :

$$\int_{\mathrm{S}} [\vec{n} \times \overrightarrow{\mathrm{grad}}\,\mathrm{A}]\, ds = \oint_{\mathrm{C}} \mathrm{A}\, \vec{dl}.$$

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(¹) E. Durand, *Bull. Soc. Math. Fr.*, 82, 1954; fasc. IV, p. 405; *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 647; *voir* aussi Phan-Van-Loc, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 649; 238, 1954, p. 2494.

(²) A. Rubinowicz, *Acta Physica Polonica*, 12, 1934, p. 3.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La théorie des systèmes de corpuscules dans l'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire.* Note (*) de M. **João Andrade e Silva**, présentée par M. Louis de Broglie.

On généralise pour les systèmes non isolés de plus de deux particules une représentation dans l'espace physique qui avait été proposée dans ce cas particulier. On montre que, dans le schéma antérieur, il n'y a qu'un seul système d'équations satisfaisant.

Dans une Note précédente ([1]) nous avons proposé une représentation dans l'espace physique des systèmes de deux particules, du point de vue de l'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire par la théorie de la double solution.

Les équations présentées ont deux propriétés importantes : elles permettent de démontrer, d'abord que le mouvement des singularités est correctement décrit par l'équation de Schrödinger dans l'espace de configuration et, ensuite, qu'elles se réduisent, dans le cas d'absence d'interaction, à des équations de Schrödinger dans l'espace à trois dimensions. On voit, en outre, que la possibilité de remplir simultanément ces deux conditions suffit, dans ce schéma, pour déterminer les nouvelles équations de base ce qui, physiquement, est très satisfaisant.

En essayant de généraliser ce formalisme à des systèmes d'un nombre arbitraire de particules, nous nous heurtons au problème de savoir si ces conditions continuent à déterminer les équations de propagation dans l'espace physique : ceci signifie, de façon plus précise, qu'il faut examiner la forme des potentiels quantiques dans le cas général.

Pour procéder à cette analyse, nous nous bornerons au cas d'un système de trois particules, car la forme des potentiels quantiques se complique assez rapidement avec le nombre des particules du système, le passage au cas général ne présentant, alors, aucune difficulté. Nous utiliserons systématiquement les notations et les résultats de la Note précédente.

Le potentiel quantique de chaque particule Q_j étant, en général, composé d'un potentiel quantique d'interaction $Q_{jj'}$ et d'un potentiel quantique extérieur Q_{jj}, le potentiel quantique dans l'espace de configuration est donné par

$$Q=\sum_{j}^{3}\left(Q_{jj}+\frac{Q_{jj'}}{2}\right) \tag{1}$$

si l'on prend en considération l'équation de définition de a et les changements de variables habituels ([2]).

Puisque nous connaissons le potentiel quantique dans l'espace de configuration, donné par l'équation de Schrödinger, nous pouvons inverser ce procédé

pour déterminer sa forme, exprimée dans les variables de l'espace physique. En effectuant les calculs, nous obtiendrons

$$(2)\quad Q=\frac{h^2}{8\pi^2}\left[\frac{1}{m_1}\left(\frac{\nabla^2 a_1}{a_1}+\frac{\nabla_1^2 a_2}{a_2}+\frac{\nabla_1^2 a_3}{a_3}+\frac{2(\nabla a_1\nabla_1 a_2)}{a_1 a_2}+\frac{2(\nabla a_1\nabla_1 a_3)}{a_1 a_3}+\frac{2(\nabla_1 a_2\nabla_1 a_3)}{a_2 a_3}\right)\right.$$
$$+\frac{1}{m_2}\left(\frac{\nabla_2^2 a_1}{a_1}+\frac{\nabla^2 a_2}{a_2}+\frac{\nabla_2^2 a_3}{a_3}+\frac{2(\nabla_2 a_1\nabla a_2)}{a_1 a_2}+\frac{2(\nabla_2 a_1\nabla_2 a_3)}{a_1 a_3}+\frac{2(\nabla a_2\nabla_2 a_3)}{a_2 a_3}\right)$$
$$\left.+\frac{1}{m_3}\left(\frac{\nabla_3^2 a_1}{a_1}+\frac{\nabla_3^2 a_2}{a_2}+\frac{\nabla^2 a_3}{a_3}+\frac{2(\nabla_3 a_1\nabla_3 a_2)}{a_1 a_2}+\frac{2(\nabla_3 a_1\nabla a_3)}{a_1 a_3}+\frac{2(\nabla_3 a_2\nabla a_3)}{a_2 a_3}\right)\right],$$

expression du potentiel quantique du système en fonction des amplitudes dans l'espace physique.

Si nous annulons toutes les interactions classiques, (2) se réduira à

$$Q=-\frac{h^2}{8\pi^2}\left[\frac{1}{m_1}\frac{\nabla^2 a_1}{a_1}+\frac{1}{m_2}\frac{\nabla^2 a_2}{a_2}+\frac{1}{m_3}\frac{\nabla^2 a_3}{a_3}\right],$$

ce qui permet de retrouver les équations de Schrödinger dans l'espace physique, comme il le fallait, en posant

$$(3)\qquad Q_{jj}=-\frac{h^2}{8\pi^2 m_j}\frac{\nabla^2 a_j}{a_j}\qquad (j=1,\ 2,\ 3).$$

Pour décomposer le potentiel quantique d'interaction nous allons supprimer les interactions classiques $j\to l$ et $k\to l$, en regardant ce qui nous reste, d'accord avec un critère précédemment discuté ([1]), ([3]), comme le potentiel quantique d'interaction des particules j et k. En supposant, naturellement, $Q_{jk}=Q_{kj}$ nous obtenons

$$(4)\quad \begin{cases} Q_{jk}=Q_{kj}=-\dfrac{h^2}{8\pi^2}\left[\dfrac{1}{m_j}\left(\dfrac{\nabla_j^2 a_k}{a_k}+\dfrac{2(\nabla a_j\nabla_j a_k)}{a_j a_k}\right)+\dfrac{1}{m_k}\left(\dfrac{\nabla_k^2 a_j}{a_j}+\dfrac{2(\nabla_k a_j\nabla a_k)}{a_j a_k}\right)\right] \\ \qquad (j,\ k=1,\ 2,\ 3;\ j\neq k), \end{cases}$$

expression symétrique en j et k, laquelle coïncide formellement avec celle qui avait été obtenue dans le cas des deux particules.

Nous aurions pu nous attendre à avoir, comme pour les potentiels classiques,

$$Q=Q_{11}+Q_{22}+Q_{33}+Q_{12}+Q_{13}+Q_{23}$$

mais, en examinant (2), (3) et (4) nous voyons qu'en réalité nous avons

$$(5)\qquad Q=Q_{11}+Q_{22}+Q_{33}+Q_{12}+Q_{13}+Q_{23}+Q_{1(23)}+Q_{2(13)}+Q_{3(12)},$$

avec

$$(6)\qquad Q_{j(kl)}=-\frac{h^2}{4\pi^2 m_j}\frac{(\nabla_j a_k\nabla_j a_l)}{a_k a_l}\qquad (j,\ k,\ l=1,\ 2,\ 3;\ j\neq k\neq l;\ j\neq l).$$

Nous remarquons que les $Q_{j(kl)}$ sont symétriques en l et k et s'annulent avec les interactions $j\to k$ et $j\to l$. Dans ces conditions, nous sommes amenés à supposer que le potentiel quantique de chaque particule est de la forme

$$(7)\qquad Q_j=Q_{jj}+Q_{jk}+Q_{jl}+L_j.$$

Le problème supplémentaire rencontré pour les systèmes de plus de deux particules est justement la détermination des L_j. En admettant, d'une façon générale, que nous avons

$$(8) \qquad L_j = a_j Q_{j(kl)} + b_j Q_{k(jl)} + c_j Q_{l(jk)}$$

nous ramenons ce problème à la détermination des neuf constantes $a_1, \ldots, c_3$.

Néanmoins il faut introduire dans ces équations des considérations de symétrie assez strictes. D'une part, chaque L_j doit être symétrique par rapport à l et k; d'autre part le rôle de l'indice j en L_j doit être indépendant de la valeur de cet indice. Les équations (8) deviennent, alors

$$(9) \qquad L_j = AQ_{j(kl)} + B(Q_{k(jl)} + Q_{l(jk)})$$

et nous n'avons plus que deux constantes arbitraires. Mais en tenant compte qu'il est nécessaire de retrouver (5) en partant de (7), les L_j ayant certainement une nature de potentiels d'interaction, nous devons établir un rapport entre elles. Plus explicitement, nous obtenons

$$(10) \qquad L_j = 2(1 - B) Q_{j(kl)} + B(Q_{k(jl)} + Q_{l(jk)})$$

et il ne nous reste alors qu'à déterminer la valeur de B. Nous allons prouver, en envisageant un cas particulier, qu'il n'y a qu'une seule valeur de cette constante qui soit acceptable.

Ainsi supposons qu'il n'ait pas d'interaction entre deux des trois particules, disons l et k; dans ces conditions, $Q_{l(jk)} = Q_{k(jl)} = 0$ et (10) se réduit à

$$L_j = 2(1 - B) Q_{j(kl)}; \qquad L_k = L_l = BQ_{j(kl)}.$$

Mais, dans ce cas particulier, le principe de conservation de l'énergie exige que le potentiel quantique d'interaction de la particule j soit égal à la somme des potentiels quantiques d'interaction des particules l et k. Étant donné que nous avons toujours $Q_{jk} = Q_{kj}$, cette condition entraîne, d'après (7), $L_j = L_k + L_l$ et la valeur de B est alors déterminée : $B = 1/2$. Ceci nous amène, enfin, à écrire

$$L_j = Q_{j(kl)} + \frac{1}{2}(Q_{k(jl)} + Q_{l(jk)}).$$

En introduisant (3), (4) et (11) en (7) nous obtenons le potentiel quantique de chaque particule dans l'espace physique; il est parfaitement déterminé comme nous voulions le prouver. Et, selon une précédente remarque, cette analyse reste suffisante quel que soit le nombre de particules du système considéré.

(*) Séance du 16 décembre 1957.

(1) J. Andrade e Silva, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2018.

(2) L. de Broglie et J. Andrade e Silva, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 529.

(3) J. Andrade e Silva, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1893.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *États excités stables des masses fluides relativistes en rotation*. Note de MM. **Pierre Hillion** et **Jean-Pierre Vigier**, présentée par M. Louis de Broglie.

Une étude récente (1) sur l'hydrodynamique relativiste des masses fluides en rotation montre qu'il faut décrire leur mouvement global à l'aide de deux points remarquables : le centre de masse et le centre de matière. Cette représentation conduit tout naturellement à l'introduction de niveaux excités internes périodiques stables qui fournissent une image concrète possible du spectre des particules élémentaires.

1. Pour développer au cours de la dernière période l'interprétation causale de la théorie des quanta, une représentation hydrodynamique concrète des équations d'ondes a été proposée qui les conçoit comme décrivant des fluides dotés d'une densité de moment cinétique interne (spin). Plus concrètement on est amené à se les représenter comme un ensemble de gouttelettes fluides étendues en rotation liées par des interactions d'un type particulier (2). On voit alors que le fluide à spin le plus simple, composé d'éléments sans interaction, correspond au fluide introduit par Weyssenhoff (3).

Un tel modèle n'est possible que si l'on abandonne l'idée que les éléments matériels qui constituent ces fluides sont des points sans dimensions. On les conçoit comme des gouttelettes fluides se propageant à l'intérieur d'hypertubes du genre temps avec des sections de dimensions submicroscopiques donc négligeables à notre échelle.

Plus généralement on peut concevoir le vide comme rempli d'une distribution chaotique de tels éléments sur lesquels se propagent des excitations organisées qui constituent les ondes réelles u de la nouvelle interprétation (4). Cette description possible de l'état subquantique de la matière a amené Bohm et l'un d'entre nous à supposer que les différentes équations d'ondes correspondant aux particules élémentaires portent sur des éléments qui se trouvent dans des états excités distincts des gouttelettes fondamentales identiques qui pourraient constituer le niveau subquantique de la matière. Une telle conception si elle se vérifie permettrait évidemment de comprendre pourquoi les particules élémentaires données existent, interagissent et se transforment les unes dans les autres.

2. Le problème consiste donc à étudier les états excités internes des masses fluides relativistes étendues isolées. Il se traite sans difficulté à partir du travail mentionné précédemment (1).

Partons en effet d'une distribution d'énergie impulsion $T_{\mu\nu}$ symétrique nulle à l'extérieur de l'hypertube qui la limite et de la densité de courant interne j_μ. Compte tenu des relations $\partial^\nu T_{\mu\nu} = 0$ et $\partial^\mu j_\mu = 0$ (avec $\partial^\nu = \partial/\partial x^\nu$) on définit immédiatement (1) le vecteur impulsion énergie global de la masse fluide par

la relation

(1) $$G_\mu = \int T_{\mu 0}\, dv,$$

où $\mu = 0, 1, 2, 3$ et dv désigne l'élément de volume d'une section droite du genre espace. Ce vecteur permet de définir le système d'axes remarquable Π_0 dans lequel $G_i = 0$ $(i = 1, 2, 3)$. Dans ce système on introduit alors deux points essentiels :

— le centre de masse X fourni par

(2) $$G_0 X_i = \int T_{00} x_i\, dv\,;$$

— le centre de matière Y fourni par

(3) $$\left\{ \int j_0\, dv \right\} Y_i = \int j_0 x_i\, dv$$

dont le second correspond au centre géométrique de la gouttelette. Ces deux points tournent l'un autour de l'autre avec un mouvement qui généralise la théorie de Weyssenhoff [1]. Désignant alors par u_μ (colinéaire à G_μ) et v_μ les deux quadrivecteurs vitesses unitaires des points X et Y, par τ le temps propre pris sur la ligne d'Univers suivie par Y et par

(4) $$m_{\mu\nu} = \int \left\{ (x_\mu - Y_\mu) T_{\nu 0} - (x_\nu - Y_\nu) T_{\mu 0} \right\} dv,$$

le moment cinétique interne par rapport à Y on trouve deux des trois relations de Weyssenhoff soit $dG_\mu/d\tau = 0$ et $dm_{\mu\nu}/d\tau = G_\mu v_\nu - G_\nu v_\mu$. Posant alors $T_\mu = m_{\mu\nu} v^\nu$ et $s_\mu = \tilde{m}_{\mu\nu} v^\nu$ (où $\tilde{m}_{\mu\nu}$ correspond au tenseur dual relativiste de $m_{\mu\nu}$), on voit que si $T_\mu = 0$, on a affaire au cas de Weyssenhoff, sinon on a des états excités où le centre de matière et le centre de masse ne sont pas confondus. Si l'on désigne par t_μ le vecteur $X_\mu - Y_\mu$ on établit par des considérations physiques simples [1] qu'en raison de la rotation interne, concrétisée par le pseudovecteur de moment cinétique interne (spin) s_μ, il est nécessaire que $\vec{t}$ tourne autour de $\vec{s}$ en général, car la distribution interne tend à devenir symétrique par rapport à l'axe instantané de rotation puisqu'on a affaire à une masse fluide. Un état excité stable sera alors manifestement caractérisé par le fait que la distribution interne reprend périodiquement les mêmes valeurs donc que $\vec{t}$ revient sur lui-même après rotation autour de $\vec{s}$. Plus généralement si l'on attache deux systèmes d'axes Σ' et Σ ayant $\vec{s}$ et $\vec{t}$ comme axes des z. Σ doit revenir sur lui-même après avoir tourné autour de Σ' si on leur attribue Y comme origine commune. Un tel mouvement s'effectue manifestement dans l'espace-temps. Pour faciliter la compréhension nous allons l'étudier d'abord dans trois dimensions seulement en nous plaçant dans le système d'axes au repos Σ_0 (où $v_i = t_0 = s_0 = 0$).

3. Le calcul du moment cinétique pris par rapport à l'origine O de Σ_0, confondue avec Y, s'effectue en supposant que la masse est subdivisée en deux parties : l'une au point M sur $\overrightarrow{Os}$, soit m_1, l'autre m_2 sur $\overrightarrow{Ot}$ au point N tel que $\overrightarrow{MN}$ soit perpendiculaire à $\overrightarrow{OS}$;

On associe à Os un trièdre OX', OY', $OZ' = Os$. On aura de même un trièdre OX, OY, $OZ = Ot$. $OX'Y's$ sera repéré dans $OXYt$ par les angles d'Euler θ, φ, ψ tels que si :

OU est la ligne nodale (intersection XOY, X'OY')

OV la perpendiculaire à OU dans XOY et

OV' la perpendiculaire à OU dans XOY. On aura

$$(\overrightarrow{Ot}, \overrightarrow{Os}) = \theta; \qquad (\overrightarrow{OX}, \overrightarrow{OV}) = \varphi; \qquad (OX', OV') = \psi.$$

Le moment cinétique de M par rapport à O étant

$$P_\varphi = (\overrightarrow{OM} \wedge \overrightarrow{V}_\varphi) m_1; \qquad P_\theta = (\overrightarrow{OM} \wedge \overrightarrow{V}_\theta) m_1; \qquad P_\psi = (\overrightarrow{OM}, \overrightarrow{V}_\psi) m_2.$$

Les composantes le long des axes OU, OV, OV' sont

$$P_U = -P_\theta; \qquad P_V = \frac{P_\psi}{\sin\theta}; \qquad P_{V'} = -\frac{P_\varphi}{\sin\theta}.$$

Finalement nous aurons dans les deux trièdres OXYZ et OX'Y'Z' :

$$P_X = -\sin\varphi P_\theta - \operatorname{cotg}\theta \cos\varphi P_\varphi + \frac{\cos\varphi}{\sin\theta} P_\psi,$$

$$P_Y = \quad \cos\varphi P_\theta - \operatorname{cotg}\theta \sin\varphi P_\varphi + \frac{\sin\varphi}{\sin\theta} P_\psi,$$

$$P_Z = \quad P_\varphi;$$

$$P_{X'} = \sin\psi P_\theta + \operatorname{cotg}\theta \cos\psi P_\psi - \frac{\cos\psi}{\sin\theta} P_\varphi,$$

$$P_{Y'} = \cos\psi P_\theta - \operatorname{cotg}\theta \sin\psi P_\psi + \frac{\sin\psi}{\sin\theta} P_\varphi,$$

$$P_{Z'} = P\psi.$$

Dans une Note ultérieure nous étudierons les conditions de périodicité du moment cinétique et de la distribution interne : ce qui reviendra à quantifier le mouvement.

(1) D. Bohm et J.-P. Vigier, *Phys. Rev.* (sous-presse).

(2) Takabayasi, *Hydrodynamical representation of the Dirac equation* (supp. *Prog. Theor. Phys.*, Japan, 4, 1957); Bohm, Tiomno et Schiller, *Nuovo Cimento* supp. 1, 1955 Takabayasi, *Progr. Theor. Phys.*, 14, 1955; Takabayasi et Vigier, *Progr. Theor. Phys.*, Japan, 18, 1957.

(3) Weyssenhoff, *Acta physica Polonica*, 9, 1947.

(4) L. de Broglie, *Interprétation causale et non linéaire de la mécanique ondulatoire*, *Gauthier-Villars*, Paris.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur les retournements de l'espace, du temps et de l'Univers dans la théorie des spineurs de Dirac.* III. *Choix de représentations fondamentales en fonction de la nature du spineur.* Note de Mme **Judith Winogradzki**, présentée par M. Louis de Broglie.

On montre l'intérêt d'utiliser les six représentations fondamentales, et non seulement une de chaque type, un choix rationnel s'effectuant en fonction de la nature du spineur.

Dans une Note antérieure [1], nous avons défini six représentations spinorielles fondamentales, dont deux sont réduites pour le groupe des rotations et retournements spatiaux [2], deux pour le groupe des rotations spatiales et du retournement du temps et deux pour le groupe de Lorentz propre [3]. Dans cette Note, nous montrons que l'on a intérêt à utiliser effectivement toutes les représentations fondamentales (et non seulement une de chaque type), un choix rationnel s'effectuant en fonction de la nature du spineur considéré.

Les lois de transformation des spineurs pour les retournements de l'espace, du temps et de l'Univers sont données par l'équation (I.4) et les deux équations de la forme (II.1) ($\varepsilon = 1$ et $\varepsilon = -1$). Ce système d'équations (Σ) contient des paramètres. Pour des valeurs déterminées de ces paramètres, le système (Σ) résume six ensembles de lois de transformation, puisque la nature du retournement fondamental pour lequel est valable chacune des trois lois de transformation n'est pas spécifiée. La valeur (1 ou i) de chacun de ces paramètres dépend à la fois de la nature de la représentation fondamentale, c'est-à-dire de la valeur des indices μ et ν [équ. (II.6′)], et de la nature du spineur $\overset{t}{\underset{e}{\Psi}}$ [4] considéré, c'est-à-dire de la valeur des coefficients e et t.

Écrivons le système (Σ) explicitement. Deux cas sont à distinguer. L'un comprend les spineurs $\overset{1}{\underset{i}{\Psi}}$, l'autre les spineurs $\overset{1}{\underset{1}{\Psi}}$, $\overset{i}{\underset{i}{\Psi}}$ et $\overset{i}{\underset{1}{\Psi}}$, c'est-à-dire tous les spineurs autres que $\overset{1}{\underset{i}{\Psi}}$ [5]. (Comme il sera montré ailleurs, les spineurs $\overset{1}{\underset{1}{\Psi}}$, $\overset{i}{\underset{i}{\Psi}}$ et $\underset{1}{\Psi}$ peuvent être examinés simultanément, en utilisant l'analogie qui existe entre les représentations du retournement du temps à l'aide de spineurs $\overset{1}{\underset{1}{\Psi}}$, du retournement de l'espace à l'aide de spineurs $\overset{i}{\underset{i}{\Psi}}$ et du retournement de l'Univers à l'aide de spineurs $\overset{i}{\underset{1}{\Psi}}$.)

1. (Σ) s'écrit

$$(1)\qquad \left\{\begin{array}{ll} \varphi \to \pm i\varphi, & \psi \to \mp i\psi, \\ \varphi \to \pm i\psi, & \psi \to \pm i\varphi, \\ \varphi \to \pm \psi, & \psi \to \mp \varphi, \end{array}\right.$$

pour les spineurs $\overset{1}{\underset{i}{\Psi}}$, quelle que soit la représentation fondamentale.

2*a*. (Σ) s'écrit

$$(2) \qquad \begin{cases} \varphi \to \pm i\varphi, & \psi \to \mp i\psi, \\ \varphi \to \pm i\psi, & \psi \to \mp i\varphi, \\ \varphi \to \pm \psi, & \psi \to \pm \varphi, \end{cases}$$

pour les spineurs $\overset{1}{\underset{1}{\Psi}}{}^{\cdot}$ dans les deux T-représentations, pour les spineurs $\overset{i}{\underset{i}{\Psi}}{}^{\cdot}$ dans les deux E-représentations et pour les spineurs $\overset{i}{\underset{1}{\Psi}}{}^{\cdot}$ dans les deux U-représentations.

2*b*. Pour les spineurs $\overset{1}{\underset{1}{\Psi}}{}^{\cdot}$ en E-représentations et en U-représentations, pour les spineurs $\overset{i}{\underset{i}{\Psi}}{}^{\cdot}$ en U-représentations et en T-représentations et pour les spineurs $\overset{i}{\underset{1}{\Psi}}{}^{\cdot}$ en T-représentations et en E-représentations, deux cas sont à distinguer. Pour chaque spineur, dans l'une des deux représentations de chaque type, les lois de transformation sont de la forme (3), dans l'autre de la forme (4) :

$$(3) \qquad \boxed{\begin{array}{ll} \varphi \to \pm \varphi, & \psi \to \mp \psi, \\ \varphi \to \pm \psi, & \begin{cases} \psi \to \pm \varphi, \\ \psi \to \mp \varphi; \end{cases} \end{array}}$$

$$(4) \qquad \begin{cases} \varphi \to \pm \varphi, & \psi \to \mp \psi, \\ \varphi \to \pm i\psi, & \begin{cases} \psi \to \pm i\varphi, \\ \psi \to \mp i\varphi. \end{cases} \end{cases}$$

On a évidemment intérêt à utiliser une représentation où sont valables les lois de transformation (3). D'après ce qui précède, ceci n'est pas possible pour les spineurs $\overset{1}{\underset{i}{\Psi}}{}^{\cdot}$, ainsi que pour les spineurs $\overset{1}{\underset{1}{\Psi}}{}^{\cdot}$ en T-représentation, pour les spineurs $\overset{i}{\underset{i}{\Psi}}{}^{\cdot}$ en E-représentation et pour les spineurs $\overset{i}{\underset{1}{\Psi}}{}^{\cdot}$ en U-représentation. Mais c'est possible dans tous les autres cas.

Les lois de transformation sont de la forme (3) dans les cas suivants :

$$(5) \qquad \begin{cases} \text{Spineurs } \overset{1}{\underset{1}{\Psi}}{}^{\cdot} \begin{cases} \mu = 3, & \nu = 1 & \text{(E-représentation)}, \\ \mu = 3, & \nu = 2 & \text{(U-représentation)}; \end{cases} \\ \text{Spineurs } \overset{i}{\underset{i}{\Psi}}{}^{\cdot} \begin{cases} \mu = 2, & \nu = 3 & \text{(U-représentation)}, \\ \mu = 1, & \nu = 3 & \text{(T-représentation)}; \end{cases} \\ \text{Spineurs } \overset{i}{\underset{1}{\Psi}}{}^{\cdot} \begin{cases} \mu = 1, & \nu = 2 & \text{(T-représentation)}, \\ \mu = 2, & \nu = 1 & \text{(E-représentation)}. \end{cases} \end{cases}$$

Les six représentations fondamentales figurent dans ce tableau. On a donc intérêt à utiliser toutes les représentations fondamentales et non seulement une de chaque type.

(1) J. WINOGRADZKI, *Comptes rendus*, 243, 1957, p. 2206; *cf.* aussi p. 1896. Les numéros des équations de ces deux Notes seront précédés de (I) et (II).

([2]) Dont une représentation classique. *Cf.* L. de Broglie, *Théorie générale des particules à spin*, Paris, Gauthier-Villars, 1954.

([3]) Dont une représentation classique. *Cf.* W. Pauli, *Die Allgemeinen Prinzipien der Wellenmechanik*. Michigan, Edwards, 1947.

([4]) Rappelons que $\overset{t}{\underset{e}{\Psi}}$ est un spineur qui se transforme pour le retournement de l'espace en $\pm e\gamma^4\Psi$ et pour le retournement du temps en $\pm t\gamma^1\gamma^2\gamma^3\Psi$. L'introduction d'une notation spéciale indiquant la flectovariance aurait pu être évitée ici, mais elle s'impose dans l'étude d'autres questions. C'est pourquoi nous avons gardé nos notations habituelles. *Cf.* par exemple, J. Winogradzki, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1158.

([5]) *Sur le rôle particulier des spineurs* $\overset{1}{\underset{i}{\Psi}}$, *cf.* G. Racah, *Nuovo Cimento*, 14, 1937, p. 322.

(*Institut Henri Poincaré, Paris.*)

MÉTROLOGIE. — *Le dépouillement des mesures sans hypothèse préalable.* Note de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Albert Pérard.

Dans le cas d'une loi représentative à trois paramètres, on peut, en discutant un graphique linéaire, et même si l'on a usé d'anamorphose, déterminer le résultat en vue duquel ont été faites les expériences, de façon telle que l'imprécision des mesures n'ait que le minimum d'influence.

Il s'agit ici de mesures qui seront interprétées dans le cadre d'une loi de forme analytique connue. Le problème, ainsi que nous l'avons répété maintes fois, est d'obtenir, d'un caractère de la courbe expérimentale exprimant le résultat physique en vue duquel ([1]) on a monté l'expérience, une détermination aussi peu sensible que possible aux incertitudes des mesures. Nous y sommes parvenu, l'intervalle expérimental ayant été découpé en N sous-intervalles jointifs, si la loi représentative comporte N paramètres, et étant écrit que, dans chacun d'eux, il y avait identité de valeur moyenne entre la mesure et sa représentation, en choisissant les bornes de ces sous-intervalles, de telle façon que, dans la relation qu'on peut alors écrire entre l'imprécision du résultat et l'imprécision des mesures, ces dernières aient les coefficients le plus petits possible en valeur absolue, ce qui s'obtient, en général, en leur imposant une valeur unique (en valeur absolue).

Mais cette procédure n'est pas la solution véritable du problème, car elle ne convient qu'à une manière particulière de le définir; il n'est vraiment posé que si l'on a précisé au préalable de quelle façon seraient reliés, aux données expérimentales, les paramètres inconnus de la loi représentative. Ici, on réalisait cette relation par des moyennes, ce qui semblait assez naturel, mais soulevait, en pratique, d'immenses difficultés ([2]), à cause de l'extrême pauvreté des documents.

Or, sans faire aucune hypothèse, en exprimant seulement que la mesure y_i est compatible, à ε_i près, avec la représentation théorique $Y(i)$, on peut jouer

de l'arbitraire laissé par la limitation, effectuée *a priori*, $|\varepsilon_i| < \Lambda$, pour que les chiffres retenus répondent au mieux au problème posé.

Nous supposerons que la loi $Y(x)$ renferme trois paramètres au plus : ce sera le cas fréquent, la détermination de paramètres en nombre supérieur à trois étant extrêmement délicate si l'allure du graphique n'en impose pas avec évidence la nécessité. S'il y a N paramètres $(N > 3)$, à moins qu'on ne possède un document anormalement riche et révélateur le plus sage sera ordinairement le plus simple : marquer, dans le nuage de points, N points d'abscisses équidistantes, et écrire que l'expression $Y(x, A, B, C, \ldots)$ est vérifiée en chacun de ces N points.

Soit donc une loi $Y(x, A, B, C)$. On écrira que les M points (x_i, y_i) satisfont à cette loi à ε_i près. En éliminant A, B, C entre quatre telles équations consécutives, on obtient une relation entre quatre ε_i consécutifs, ce qui permet d'exprimer tous les ε_i en fonction de trois d'entre eux, ε_l, ε_m, ε_n, par une relation linéaire, puisque les ε_i sont petits. Écrivons alors que toutes les $|\varepsilon_i|$ sont moindres que Λ, ce qui revient, comme nous l'avons expliqué dans une Note précédente [3], à construire un polyèdre dont tous les points intérieurs ont pour coordonnées les valeurs possibles pour ε_l, ε_m, ε_n, ce qui donne l'ensemble des valeurs possibles pour tous les ε_i, et donc pour les paramètres A, B, C, et donc enfin pour le résultat G cherché, lequel est une propriété de la courbe $Y(x)$.

En fait, l'épure à trois coordonnées serait fort pénible et embrouillée. S'appuyant sur le fait que, souvent, l'un, A, des trois paramètres, a moins d'importance, surtout s'il est additif dans l'expression Y (auquel cas il n'est qu'un paramètre de position, alors que c'est de paramètres de forme que dépend la propriété G), on le remplacera par une valeur approchée, et les constructions, puisque alors ε_n, par exemple, sera exprimable en fonction linéaire de ε_l et ε_m, se réduiront [4] au tracé de droites dans le plan $(\varepsilon_l, \varepsilon_m)$.

Il faut exprimer qu'à l'intérieur du polygone (Π) remplaçant le polyèdre précité, on choisit le couple $(\varepsilon_l, \varepsilon_m)$ conduisant au résultat G le plus précis possible.

A cet effet, on effectue successivement les opérations pour une valeur relativement faible Λ_1 de Λ, puis pour une valeur plus notable Λ_2.

A une valeur quelconque de ε_l, correspondent, d'après les contours du polygone (Π_1) relatif à Λ_1, des valeurs de ε_m définies avec une incertitude η_1 ; dans (Π_2) cette incertitude devient η_2. D'après les relations liant G aux A, B, C et donc à ε_l et ε_m, à l'incertitude Λ_1 correspond, par η_1, une incertitude $\delta_1 G$; et de même à Λ_2 correspond une incertitude $\delta_2 G$. A la variation d'incertitude $(\Lambda_2 - \Lambda_1)$ dans les données correspond ainsi, dans le résultat, une variation d'incertitude $(\delta_2 G - \delta_1 G)$. En explorant le polygone (Π_1), on trouve pour quelle valeur de ε_l le rapport $|\delta_2 G - \delta_1 G|/\Lambda_2 - \Lambda_1$ est le plus petit possible : c'est à ce moment qu'on possède la meilleure valeur possible pour G.

La conduite des calculs eût gardé le même aspect et fût restée aussi correcte, si nous avions opéré des anamorphoses préalables, pratique généralement très dangereuse.

(1) *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 230.
(2) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2361 et surtout p. 1017.
(3) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1017.
(4) *Publ. scient. et techn. Min. Air*, série jaune, n° N. T. 70, chap. IV.

MAGNÉTISME. — *L'approche à la saturation en* 1/H *du fer et du nickel purs polycristallins*. Note (*) de M. **Henri Danan**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Nous avons montré (1) que le fer et le nickel purs polycristallins présentent effectivement une aimantation paramagnétique superposée, conformément à l'expression classique de la loi d'approche :

$$(1)\qquad I = I_s\left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2}\right) + \chi_0 H.$$

Le terme b/H^2 traduit le phénomène des rotations contre les forces magnétocristallines ou magnétoélastiques (2), (3), (4), (5), (6) le terme a/H n'est expliqué que dans des cas particuliers : cavités, inclusions non magnétiques (7) ou dislocations du réseau cristallin (8), (9), mais aucun des mécanismes classiques de l'aimantation (déplacements de parois, rotations) n'en rend compte dans le cas le plus général. La susceptibilité χ_0, calculée d'après la théorie du champ moléculaire (10) (11) est trop petite. Néel (12) obtient pour χ_0 une valeur en meilleur accord avec l'expérience, mais indépendante du champ. Holstein et Primakoff (13) ont montré qu'en tenant compte des interactions entre dipôles élémentaires, et pour des températures notablement inférieures au point de Curie, la susceptibilité doit varier dans les champs élevés comme $H^{-1/2}$. Suivant le mode de calcul, quantique ou classique, ils trouvent pour l'aimantation superposée, deux expressions de la susceptibilité différentielle qui conduisent pour l'aimantation totale aux deux formes

$$(2)\qquad I = I_s\left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2}\right) + \alpha\left[3\left(\frac{4\pi I_0}{H}\right)^{\frac{1}{2}} + \left(1 + \frac{4\pi I_0}{H}\right)\arcsin\left(1 + \frac{H}{4\pi I_0}\right)^{-\frac{1}{2}}\right]H,$$

et

$$(3)\qquad I = I_s\left(1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2}\right) + 4\alpha\left(\frac{4\pi I_0}{H}\right)^{\frac{1}{2}}\left(1 + \frac{\gamma I_0}{H}\right)^{\frac{1}{2}}H,$$

I_0 étant l'aimantation à saturation absolue, $0 \leqq \gamma \leqq 4\pi$ et α un coefficient ne dépendant que de la température, qui s'écrit, en introduisant $I_{0,T}$, aimantation

spontanée à la température T et β magnéton de Bohr :

$$(4) \qquad \alpha = \frac{I_0 - I_{0,T}}{I_0} \frac{1}{16.2^{\frac{1}{2}}.1,3} \left(\frac{4\pi\beta I_0}{kT}\right)^{\frac{1}{2}}$$

La validité du calcul quantique, qui donne le dernier terme de (2), est restreinte à un domaine de températures telles que $kT \ll 2SJ$, en désignant par $2SJ$ l'énergie d'échange [13].

A partir des résultats expérimentaux concernant le fer et le nickel [1] on a déterminé le type de loi effectivement suivie et calculé les coefficients I_s, a, b et α.

Dans les cas étudiés on a trouvé $a \ll 1$, donc pratiquement nul aux erreurs d'expérience près, et l'on peut reproduire presque rigoureusement les résultats expérimentaux en posant, pour le fer :

$$(2') \qquad I = I_s\left(1 - \frac{b}{H^2}\right) + \alpha\left[3\left(\frac{4\pi I_0}{H}\right)^{\frac{1}{2}} + \left(1 + \frac{4\pi I_0}{H}\right)\arcsin\left(1 + \frac{H}{4\pi I_0}\right)^{-\frac{1}{2}}\right]H$$

et, pour le nickel :

$$(3') \qquad I = I_s\left(1 - \frac{b}{H^2}\right) + \left(\frac{\alpha_1}{H^{\frac{1}{2}}}\right)H,$$

avec

	I_s u. é. m. C. G. S./g	a.	$b.10^{-3}$.	$\alpha.10^5$/g.	$\alpha_1.10^3$/g.
Fe	217,0	$\simeq 0$	2,4	0,85	-
Ni_1 étiré	55,05	$\simeq 0$	31,0	-	2,8
Ni_1 recuit	55,05	$\simeq 0$	1,4	-	2,8
Ni_2	55,05	$\simeq 0$	5,0	-	3,4

La valeur théorique de α déduite de (4) pour Fe est de $0,6.10^{-5}$/g. Pour Ni en prenant $\alpha_1 = 4\alpha(4\pi I_0)^{1/2}$ on trouve $\alpha_1 = 2,9.10^{-3}$/g, valeur en très bon accord avec les résultats expérimentaux et qui semblerait justifier la validité de (3) pour Ni, avec $\gamma \simeq 0$.

La différence entre le cas de Fe et celui de Ni pourrait s'interpréter en remarquant que Ni à la température ambiante se trouve plus près de son point de Curie de sorte que la condition $kT \ll 2SJ$ est moins bien satisfaite, et que le phénomène peut se trouver mieux décrit par le calcul classique.

Les courbes représentant (2') et (3'), calculées avec les valeurs numériques figurant au tableau, sont tracées sur les figures 1, 2, 3 et 4 où l'aimantation I est portée en fonction de $1/H$. Elles présentent toutes un assez grand domaine d'apparence linéaire malgré l'absence du terme a/H; ceci s'explique par l'existence d'un point d'inflexion pour une valeur H_0 du champ qu'on peut calculer à l'aide de l'équation $I''(1/H_0) = 0$. Au voisinage de ce point, la courbe se confond avec sa tangente et donne l'apparence d'une loi du type $I = I_s[1 - (a/H)]$, avec une approximation d'autant meilleure que dans le

développement :

$$(5)\qquad I\left(\frac{1}{H}\right)=I\left(\frac{1}{H_0}\right)+\left(\frac{1}{H}-\frac{1}{H_0}\right)I'\left(\frac{1}{H_0}\right)+\frac{1}{3!}\left(\frac{1}{H}-\frac{1}{H_0}\right)^3 I'''\left(\frac{1}{H_0}\right)+\dots$$

les valeurs des dérivées $I'''(1/H_0)$, $I^{\text{IV}}(1/H_0)$, ... sont plus faibles.

Cette condition est elle-même d'autant mieux satisfaite que le coefficient b est plus petit, c'est-à-dire que les énergies magnétocristallines et magnétoélastiques sont plus faibles, et que α est plus grand.

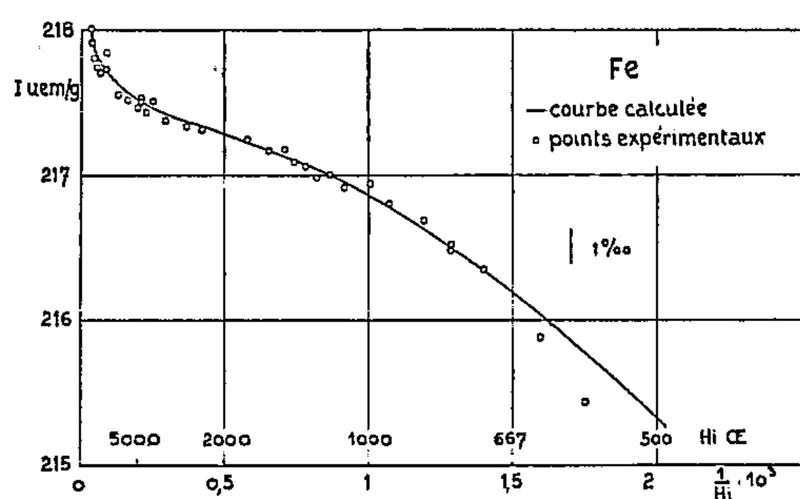


Fig. 1.

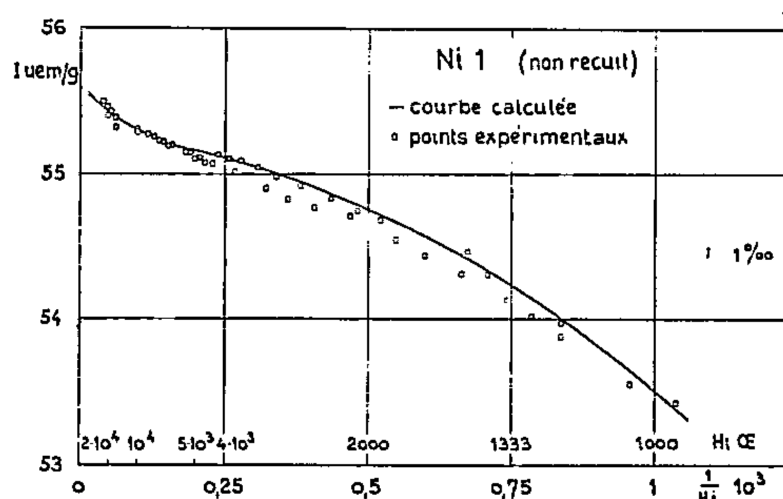


Fig. 2.

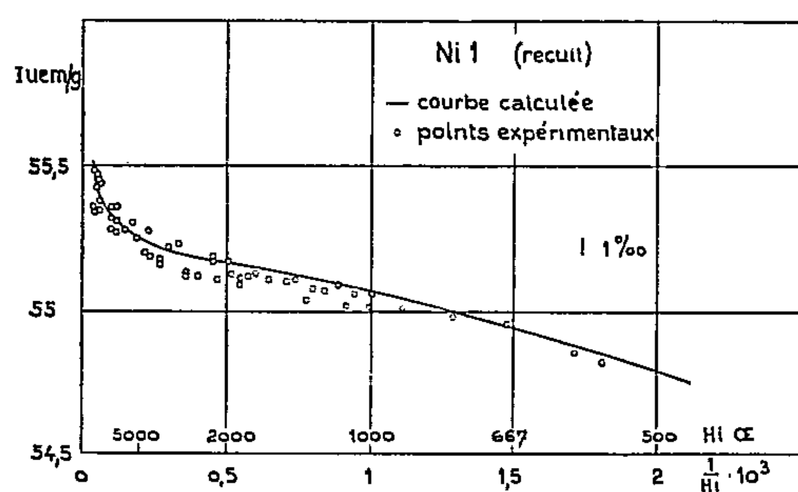


Fig. 3.

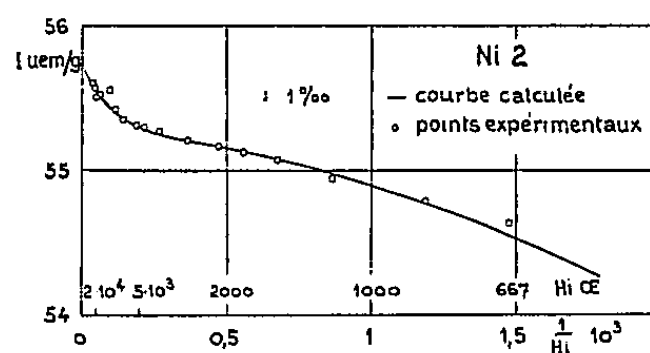


Fig. 4.

D'après (5) le coefficient apparent de dureté magnétique est donné par $-I'(1/H_0)/I(1/H_0)$. Dans le cas simple du Ni, il se calcule facilement et l'on trouve $a_{app}=10b/3H_0$ avec $H_0=(8bI_s/3\alpha)^{2/5}$; a_{app} étant proportionnel à $b^{3/5}$, on voit que si b est grand, — cas d'une grande anisotropie ou de tensions internes élevées (*fig.* 2) la pente de $I(1/H)$ est elle-même grande : le domaine linéaire se trouve repoussé vers les champs élevés et l'importance de la pente cache presque complètement l'aimantation paramagnétique superposée.

On montrera ultérieurement qu'on obtient des résultats identiques à partir des mesures de susceptibilité différentielle et en utilisant la représentation adoptée par Polley.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

(1) H. Danan, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 73.

([2]) E. Czerlinsky, *Ann. Phys.*, 13, 1932, p. 80.
([3]) Becker-Döring, *Ferromagnetismus*, Springer Verlag, Berlin, 1939, p. 167.
([4]) R. Becker et H. Polley, *Ann. Phys.*, 37, 1940, p. 534.
([5]) T. Holstein et H. Primakoff, *Phys. Rev.*, 59, 1941, p. 388.
([6]) L. Néel, *J. Phys. Rad.*, 9, 1948, p. 193.
([7]) L. Néel, *J. Phys. Rad.*, 9, 1948, p. 184.
([8]) W. F. Brown, *Phys. Rev.*, 58, 1940, p. 736.
([9]) W. F. Brown, *Phys. Rev.*, 60, 1941, p. 139.
([10]) P. Weiss et R. Forrer, *Ann. Phys.*, 10e série, 10, 1929, p. 279.
([11]) N. S. Akulov, *Z. Phys.*, 69, 1931, p. 822.
([12]) L. Néel, *J. Phys. Rad.*, 5, 1934, p. 104.
([13]) T. Holstein et H. Primakoff, *Phys. Rev.*, 58, 1940, p. 1098.

LUMINESCENCE. — *Sur le calcul des spectres d'émission dans le modèle des courbes de configuration.* Note (*) de M. **Daniel Curie**, transmise par M. Frédéric Joliot.

Pour décrire les spectres de luminescence cristalline, on utilise, soit le modèle des courbes de configuration (a, centre très localisé), soit la description du cristal par 3N phonons (b, centre très peu localisé). Cette Note donne un traitement du modèle a dans le cas où les fréquences de vibration des ions sont les mêmes dans l'état fondamental et l'état excité.

Pour rendre compte, en Luminescence cristalline, du déplacement de Stokes entre les bandes d'émission et d'absorption, ainsi que de la largeur de ces bandes, on introduit l'interaction entre l'activateur et le réseau. On peut décrire cette interaction par le modèle des courbes de configuration, applicable à un centre luminogène très localisé, tel que Tl^+ dans KCl ([1]). Si l'ion activateur n'interagit qu'avec ses premiers voisins, la configuration sera déterminée par leur distance r. D'après Klick ([2]), ce modèle conviendrait aussi pour les centres F. Nous poserons $U_f(r)$ et $U_e(r)$ énergie potentielle de l'activateur en interaction avec le réseau (*fig.* 1), suivant qu'il est dans l'état fondamental ou l'état excité.

$$U_f(r) = \frac{1}{2} k_f r^2, \qquad U_e(r) = U_0 + \frac{1}{2} k_e (r - r_0)^2;$$

$$\omega_f = \sqrt{\frac{k_f}{M}}, \qquad \omega_e = \sqrt{\frac{k_e}{M}},$$

M masse des ions de vibration. Nous faisons l'hypothèse $\omega_f = \omega_e = \omega$; c'est bien le cas pour les centres F($\hbar\omega_f \simeq \hbar\omega_e \simeq 0{,}011$ eV, alors que $\hbar\omega$ optique du réseau KCl parfait est 0,028 eV) ([2]) ; mais dans KCl(Tl) $\hbar\omega_f \simeq 0{,}016$ eV, $\hbar\omega_e \simeq 0{,}010$ eV ([1]).

La fréquence moyenne émise est ν_0 (*fig.*). Mais on peut avoir émission de toutes les fréquences ν_{nm} correspondant au passage de l'état de vibration n des

ions dans l'état excité à l'état de vibration m des ions dans l'état fondamental. Comme pour les spectres des molécules diatomiques, l'intensité $I(\nu_{nm})$ est proportionnelle au carré de l'intégrale de recouvrement (approximation de Condon) :

$$J(\nu_{nm}) = \int \psi_e^n(r - r_0)\, \psi_f^m(r)\, dr.$$

Les ψ sont les fonctions propres de l'oscillateur harmonique.

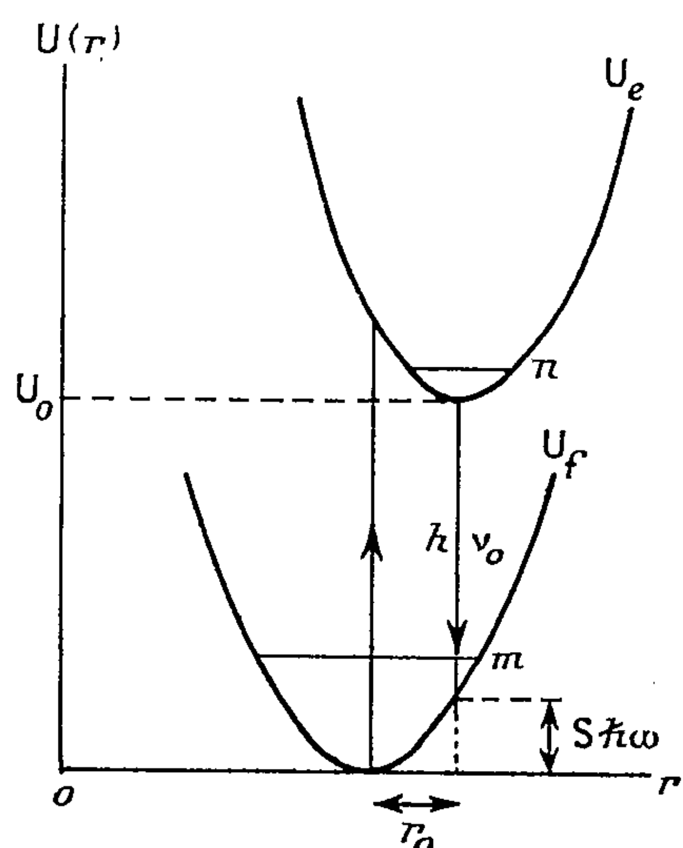


Fig. 1. — Schéma de courbes de configuration. ν_0, fréquence moyenne émise ; S, nombre moyen de quanta de vibrations thermiques émis après le photon.

Une Note récente de Ruamps [3] a donné le calcul rigoureux de l'élément de matrice J. Si l'on introduit le paramètre S défini par $1/2kr_0^2 = S\hbar\omega$ (*fig.*), le résultat de Ruamps s'écrit :

$$J(\nu_{nm}) = \Lambda_n^p(S), \qquad p = m - n > 0 \quad \text{pour l'émission,}$$

où $\Lambda_n^p(S)$ est une fonction de Laguerre normée [4] :

$$\Lambda_n^p(S) = \left[\frac{n!\, e^{-S} S^p}{(n+p)!}\right]^{\frac{1}{2}} L_n^p(S),$$

$$L_n^p(S) = \frac{1}{n!}\, e^S S^{-p} \left(\frac{d}{dS}\right)^n (e^{-S} S^{n+p}).$$

Cependant la même fréquence ν peut être émise à partir d'un niveau excité de n quelconque ; en effet

$$h\nu_{nm} = U_0 + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega - \left(m + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega = U_0 - p\hbar\omega$$

ne dépend que de p. p est le nombre de phonons émis après le photon $h\nu_{nm}$; ($\bar{p}_{\text{moy}} = \text{S}$).

Ainsi l'intensité $\text{I}(\nu)$ est proportionnelle à

$$\text{I}(\nu) :: \sum_{\substack{n=0\\ p=\text{Cte}}}^{\infty} [\text{A}_n^p(\text{S})]^2 \frac{e^{-n\alpha}}{\sum_0^{\infty} e^{-n\alpha}} \quad (^5),$$

$\alpha = \hbar\omega/k\text{T}$. Cette somme se calcule par la formule de Lébédeff (4) :

$$\text{I}(\nu) :: e^{p\frac{\alpha}{2}} e^{-\text{S}\coth\frac{\alpha}{2}} \text{I}_p\left(\frac{\text{S}}{\text{sh}\frac{\alpha}{2}}\right).$$

Soit $\bar{n} = 1/e^{\alpha} - 1$ le nombre moyen de phonons présents à la température T, il vient pour *la répartition de l'intensité lumineuse* $\text{I}(\nu)$ *dans le spectre :*

$$\text{I}(\nu) :: \left(\frac{\bar{n}+1}{\bar{n}}\right)^{\frac{p}{2}} e^{-\text{S}(2\bar{n}+1)} \text{I}_p\left[2\text{S}\sqrt{\bar{n}(\bar{n}+1)}\right].$$

On retrouve la *formule de Huang et Rhys* (6), établie jusqu'alors dans le modèle b d'un centre très peu localisé; on s'explique ainsi la validité très générale de cette formule.

$\text{I}_p(x)$ est la fonction de Bessel d'argument complexe $i^{-p}\text{J}_p(ix)$:

$$\text{I}_p\left[2\text{S}\sqrt{\bar{n}(\bar{n}+1)}\right] = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{\left[\text{S}\sqrt{\bar{n}(\bar{n}+1)}\right]^{2s+p}}{s!\,(s+p)!}.$$

Dès que $x \geqq 4$ (S grand ou T grand) on a la forme asymptotique

$$\text{I}_p(x) \to \frac{e^x}{\sqrt{2\pi x}} e^{-\frac{p^2}{2x}},$$

$\text{I}(\nu)$ est alors une fonction de Gauss centrée sur $\bar{p} = \text{S}$, c'est le résultat de l'approximation semi-classique.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) F. E. Williams, *J. Chem. Phys.*, 19, 1951, p. 457; *Phys. Rev.*, 82, 1951, p. 281.

(2) C. C. Klick et G. A. Russel, *Phys. Rev.*, 101, 1956, p. 1473.

(3) J. Ruamps, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2034.

(4) E. T. Whittaker, *Proc. Roy. Soc. Edinburgh*, 61, 1941, p. 1. MM. G. Bouligand, R. Campbell et G. Petiau, m'ont conseillé dans ces calculs.

(5) En posant $\text{I}(\nu)$ somme des $\text{I}(\nu_{nm})$ (pondérée par un facteur de Boltzmann), nous supposons qu'il n'y a pas de relation de phase entre les différents $h\nu_{nm}$. C'est bien le cas si l'équilibre thermique a eu le temps de s'établir entre les différents niveaux n pendant l'intervalle séparant l'absorption de l'émission.

(6) K. Huang et A. Rhys, *Proc. Roy. Soc.*, 204 A, 1951, p. 406.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Influence du* pH *des révélateurs à l'amidol sur le voile* γ *des émulsions nucléaires.* Note (*) de MM. **Jacques Bermond** et **Maurice Scherer**, présentée par M. Louis Leprince-Ringuet.

On recherche l'influence du pH du révélateur sur les densités de voile γ et l'on étudie leurs variations avec la profondeur dans des émulsions Ilford G_5 de 400 μ traitées à 5° C pendant 80, 90, 100 et 120 mn.

Les expériences ont porté sur des plaques irradiées au bétatron de Villejuif (C. E. A.) traitées par des révélateurs à l'amidol sans bromure de potassium dans lesquels les variations de pH étaient obtenues par addition d'acide chlorhydrique ([1]), la concentration en amidol et sulfite étant constante.

La température a été maintenue à 5° C pendant toute la partie active du traitement : développement, bain d'arrêt et début du fixage.

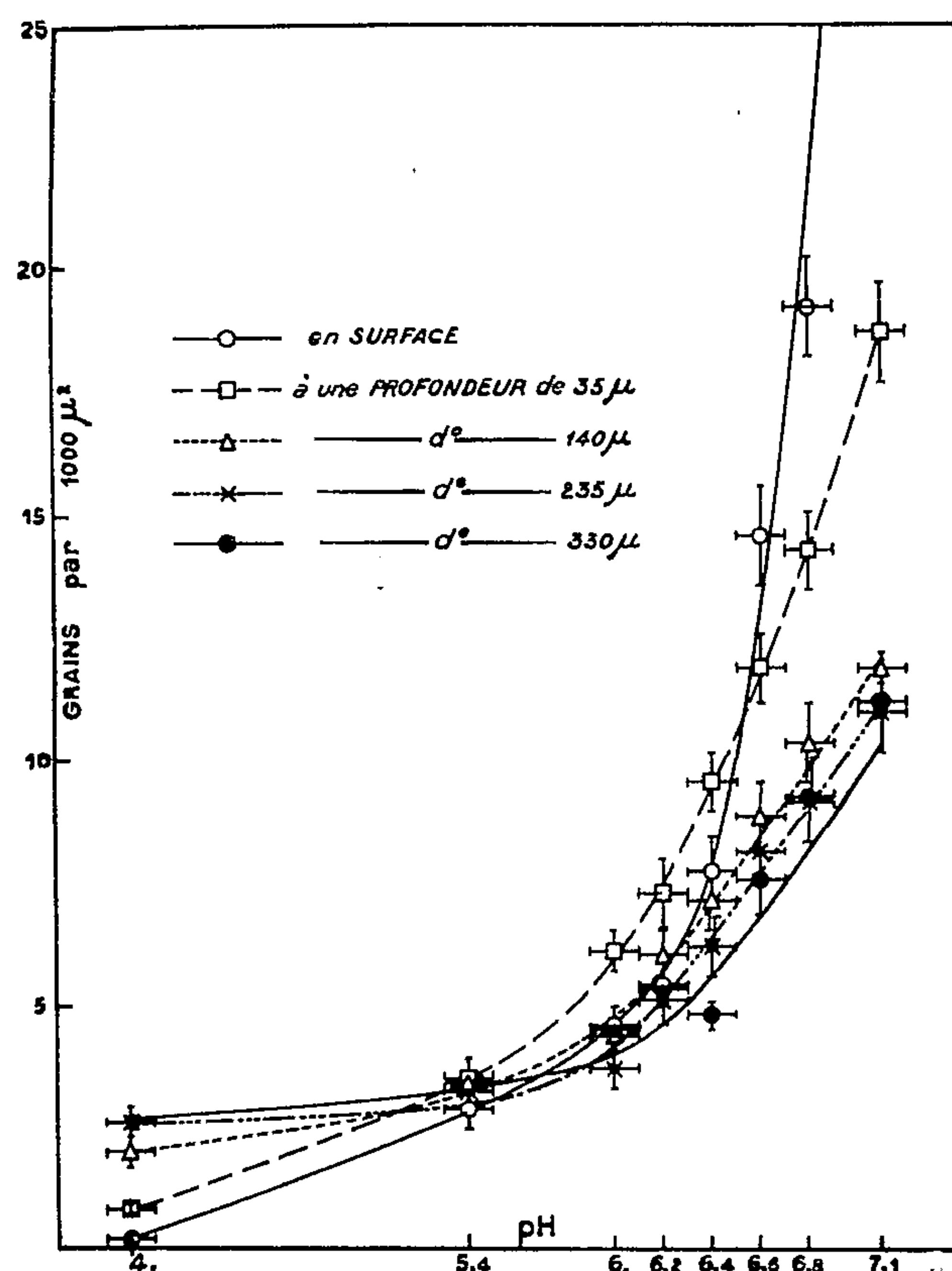


Fig. 1. — Densité du voile à différentes profondeurs. Traitement : 100 mn à 5° C.

La densité de voile a été déterminée par comptage des grains et des aggrégats dans des champs situés au voisinage de la surface et à des

profondeurs moyennes de 35, 140, 235 et 330 μ, ces profondeurs étant rapportées à l'émulsion non traitée. La densité de voile est évaluée en grains pour 1000 μ^2.

Les courbes de la figure 1 représentent les variations de la densité du voile aux différentes profondeurs suivant le pH du révélateur, pour un traitement de 100 mn.

Ces courbes mettent en évidence une croissance très rapide du voile avec le pH; cette variation est surtout accusée pour les couches supérieures de l'émulsion.

Les courbes relatives aux trois autres traitements présentent la même allure générale; elles montrent que le surdéveloppement des couches superficielles s'accroît avec la durée de séjour dans le révélateur.

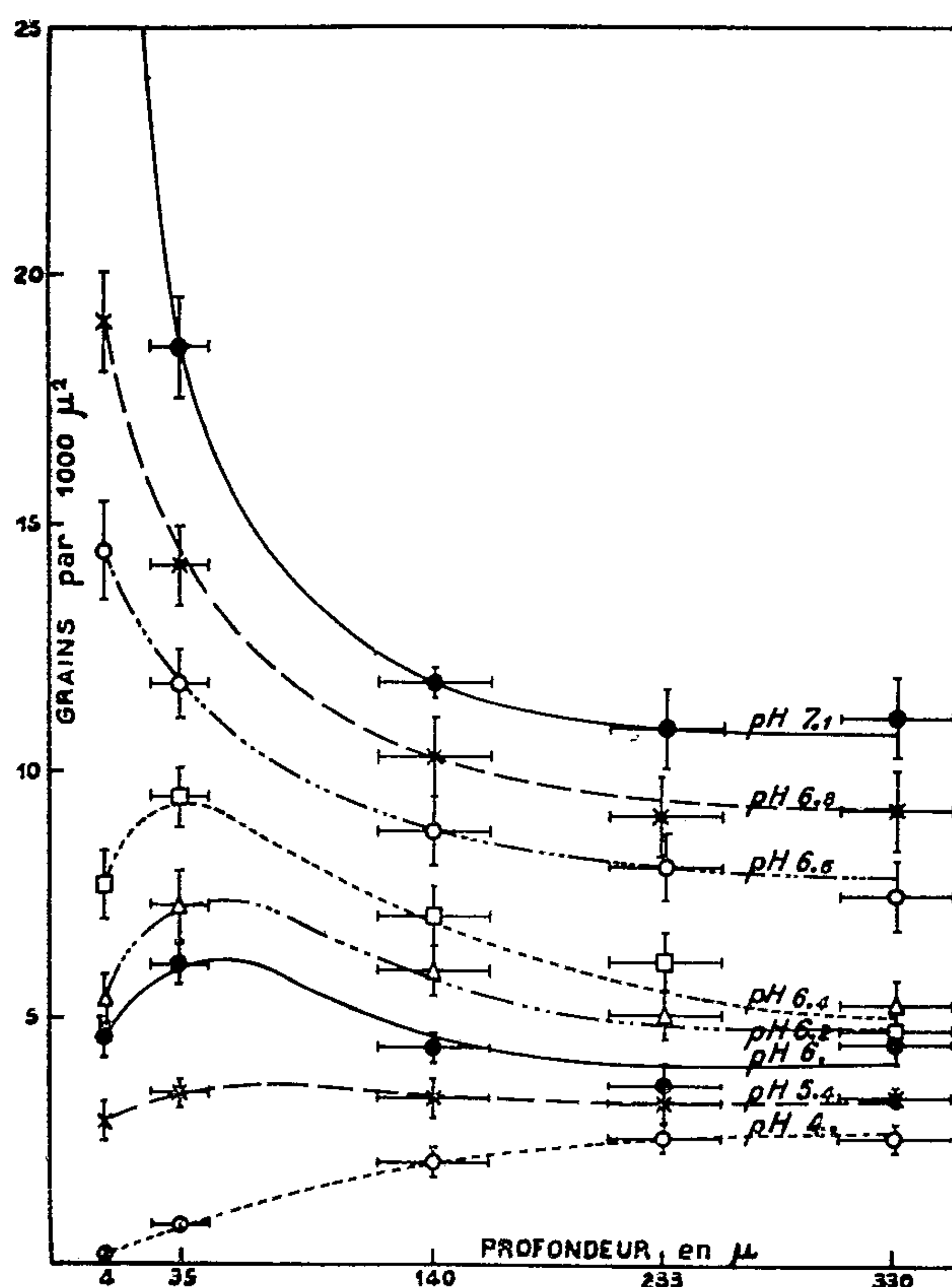


Fig. 2. — Variations de la densité du voile avec la profondeur. Traitement : 100 mn à 5° C.

Les variations en profondeur, pour la même durée de traitement et pour les différents pH, sont traduites par les courbes de la figure 2. Elles sont imputables aux variations du pH du révélateur au cours de sa pénétration dans l'émulsion [1].

Il semble, d'après ces résultats, qu'on puisse ranger les révélateurs utilisés en trois catégories suivant leur pH :

1° les révélateurs de pH 7,1 à 6,6;

2° les révélateurs de pH 6,4 à 6;

3° les révélateurs de pH 5,4 à 4.

Le pH est modifié dans un sens ou dans l'autre suivant qu'il est, à l'origine, inférieur ou supérieur à celui de l'émulsion. Le pouvoir tampon de la gélatine intervient, ce qui explique qu'au-delà d'une certaine profondeur, les variations observées sont faibles.

Le premier groupe correspond à des formules usuelles et la variation de la densité du voile avec la profondeur est en accord avec ce qui a été constaté [(2) et (3)] sur des émulsions de faible épaisseur.

Ce sont les révélateurs du second groupe qui semblent devoir donner les résultats les plus satisfaisants du point de vue de l'uniformité du voile, tout en conservant une activité suffisante dans un développement à basse température.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) A. Bernet et R. Chastel, *J. Phys. Rad.*, **15**, 1954, p. 781.

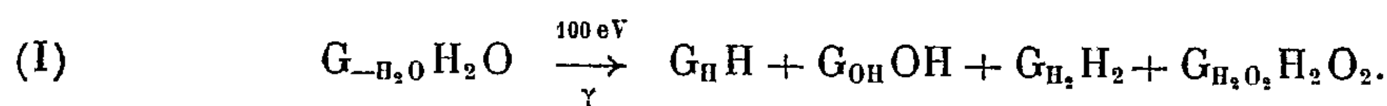
(2) G. Alvial, *Nuovo Cimento*, **10**, 1953, p. 1616.

(3) A. C. Coates, *Fundamental Mechanisms of photographic sensivity*, London, 1951, p. 320.

(*Laboratoire de Physique, Faculté des Sciences, Caen.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Rendements « moléculaires » et « radicalaires » lors de la radiolyse des solutions aqueuses par les rayons* α. Note de M. **Jacques Pucheault**, transmise par M. Frédéric Joliot.

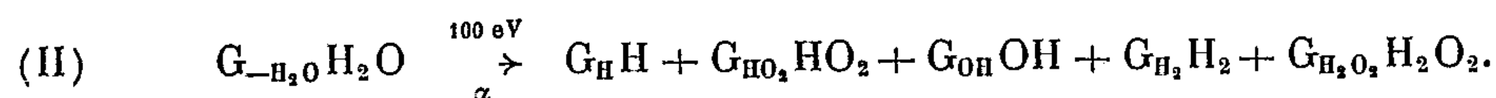
On connaît les difficultés rencontrées dans l'interprétation des radiolyses de solutions aqueuses par les rayons α, suivant un mode de raisonnement analogue à celui employé pour les rayons γ. Basée physiquement sur l'hétérogénéité de la formation des produits radiolytiques de l'eau dans des sites privilégiés (grappes), la théorie permet de distinguer des rendements radicalaires (G_H, G_{OH}) et moléculaires (G_{H_2}, $G_{H_2O_2}$) indépendants de la nature du soluté et de sa concentration (du moins dans certaines limites de celle-ci). Ceci a permis d'interpréter quantitativement l'action des rayons γ sur de nombreux systèmes (1), (2), (3) en appliquant aux réactions les règles habituelles de cinétique homogène après avoir écrit schématiquement :



$$(I)\qquad G_{-H_2O}\,H_2O \xrightarrow[\gamma]{100\,eV} G_H\,H + G_{OH}\,OH + G_{H_2}\,H_2 + G_{H_2O_2}\,H_2O_2.$$

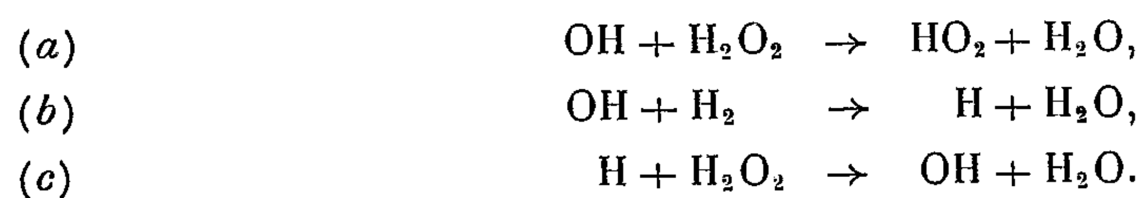
En ce qui concerne les rayonnements à ionisation dense, on pouvait penser

a priori que ce traitement serait d'autant mieux justifié que les trajectoires, sites de formation des produits radiolytiques de l'eau, y semblent bien mieux définies. Cependant, les divers travaux expérimentaux ont montré que les rendements calculés avaient des valeurs différentes selon le système examiné, même si l'on faisait intervenir la réaction $OH + H_2O_2 \rightarrow HO_2 + H_2O$ depuis longtemps invoquée ([4]), dans la zone des trajectoires ([5]) ce qui impliquait l'existence d'un rendement primaire G_{HO_2} ([6]) ou revenait à remplacer le processus de départ (I) par



$$\text{(II)} \qquad G_{-H_2O}H_2O \xrightarrow[\alpha]{100\,eV} G_H H + G_{HO_2}HO_2 + G_{OH}OH + G_{H_2}H_2 + G_{H_2O_2}H_2O_2.$$

Or, les premiers résultats d'un travail actuellement en cours, en collaboration avec C. Ferradini, concernant l'action des rayons α sur les solutions aqueuses de sels de vanadium semblent indiquer une voie qui permettrait de résoudre ce problème. Pour cela, nous admettrons l'existence d'une deuxième zone d'hétérogénéité autour de chaque trajectoire de particule α. Cette deuxième zone serait caractérisée par la présence des trois réactions de décomposition de produits moléculaires :



$$(a) \qquad OH + H_2O_2 \rightarrow HO_2 + H_2O,$$

$$(b) \qquad OH + H_2 \rightarrow H + H_2O,$$

$$(c) \qquad H + H_2O_2 \rightarrow OH + H_2O.$$

Les rendements effectifs de décomposition de l'eau [définis par l'équation (II)], seraient alors différents selon la nature et la concentration du soluté, c'est-à-dire selon sa capacité de pénétrer dans la deuxième zone, de réagir soit avec les atomes H, soit avec les radicaux OH, soit avec les deux (et même éventuellement avec les molécules H_2O_2) et d'empêcher ainsi, par compétition locale, les réactions (*a*), (*b*) ou (*c*). Nous appellerons bon capteur S_R d'un radical R le soluté capable, pour les concentrations et les intensités employées, de supprimer ainsi les réactions de décomposition avec le radical R. Nous désignerons par G les rendements mesurables pour les solutés $S_{OH,H}$ ou pour les systèmes comportant à la fois S_{OH} et S_H (l'un des deux solutés pouvant d'ailleurs être formé au cours de la radiolyse), par G′ ceux pour les solutés S_H, et par G″ ceux pour S_{OH}. Nous écrirons G_a, G_b et G_c les rendements correspondant aux réactions (*a*), (*b*) et (*c*). Nous examinerons successivement trois séries de résultats qui nous permettront de déterminer ces différentes valeurs.

En présence de rayons α provenant de polonium dissous, les solutions acides (H_2SO_4 0,8 N) aérées de VO_2^+(V^V) ou de VO^{++}(V^{IV}) évoluent vers un état stationnaire entre les deux formes d'oxydo-réduction. Nous avons constaté qu'initialement le vanadium pentavalent se réduisait à la valence IV avec le rendement $(G_{VO^{++}})_0 = 1,20$ mol/100 eV tandis que s'accumulait la forme peroxydée VO_4^- ou VO_3^+ avec le rendement $(G_{VO_4^-})_0 = 1,25$ mol/100 eV.

Quand, au contraire, VO^{++} est irradié initialement seul il s'oxyde avec le rendement $(G_{VO_2^+})_0 = 2,10$ mol/100 eV. D'après les hypothèses déjà utilisées dans nos travaux précédents sur la réduction par les rayons γ de solutions acides de VO_2^+ (3) ou de VO_4^- (8) le système devrait se comporter comme un bon capteur d'atomes $H(S_H)$ et non de radicaux OH et ces rendements correspondraient à

$$(1) \qquad (G_{VO^{++}})_0 = 1,20 = G'_H + G'_{HO_2} + G'_{OH},$$

$$(2) \qquad (G_{VO_4^-})_0 = 1,25 = G'_{H_2O_2} - G'_{OH},$$

$$(3) \qquad (G_{VO_2^+})_0 = 2,10 = 2G'_{H_2O_2} + G'_{OH} - G'_H - G'_{HO_2}.$$

En absence comme en présence d'air, le cérium tétravalent en milieu acide est réduit par les rayons α avec le rendement $G_{Ce^{III}} = 3,2$ (9), (10) tandis que l'hydrogène se dégage avec le rendement $G_{H_2}^{Ce} = 1,8$ (10). On peut penser que le système Ce^{IV}/Ce^{III} se comporte alors à la fois comme un bon capteur de radicaux OH et d'atomes H ce qui permet d'écrire :

$$(4) \qquad G_{Ce^{III}} = 3,20 = 2G_{H_2O_2} + G_H - G_{OH},$$

$$(5) \qquad 2G_{H_2}^{Ce} = 3,60 = 2G_{H_2} = 2G_{H_2O_2} - G_H + G_{OH}.$$

Les rayons α oxydent le sulfate ferreux en milieu acide désaéré avec le rendement $G_{Fe^{III}} = 3,65$ [par exemple (7)]. En absence d'air il semble que le système Fe^{II}/Fe^{III} se comporte seulement comme un bon capteur de radicaux $OH(S_{OH})$ et l'on peut donc poser

$$(6) \qquad G_{Fe\,III} = 3,65 = 2G''_{H_2O_2} + G''_{OH}.$$

Si l'on ajoute à ces six équations celles découlant des réactions (*a*), (*b*) et (*c*) (par exemple $G_{H_2O_2} - G'_{H_2O_2} = G_a$, $G_{HO_2} = 0$ etc.) on peut calculer G_a, G_b, G_c ainsi que les rendements correspondant aux trois espèces de solutés (*voir* tableau)

Décompositions.	Pour $S_{OH,H}$.	Pour S_H.	Pour S_{OH}.
	$G_{H_2} = 1,80$	$G'_{H_2} = 1,55$	$G''_{H_2} = 1,80$
$G_a = 0,25$	$G_{H_2O_2} = 1,70$	$G'_{H_2O_2} = 1,45$	$G''_{H_2O_2} = 1,25$
$G_b = 0,25$	$G_{OH} = 0,70$	$G'_{OH} = 0,20$	$G''_{OH} = 1,15$
$G_c = 0,45$	$G_H = 0,50$	$G'_H = 0,75$	$G''_H = 0,05$
	$G_{HO_2} = 0$	$G'_{HO_2} = 0,25$	$G''_{HO_2} = 0$
	$G_{-H_2O} = 4,10$	$G'_{-H_2O} = 3,60$	$G''_{-H_2O} = 3,65$

D'après ces calculs on trouve bien que le rendement de décomposition de l'eau est plus grand ($G_{-H_2O} = 4,10$) en présence de solutés capables de capter OH et H et d'empêcher ainsi toute réaction inverse (*a*, *b* ou *c*). D'autre part, en ce qui concerne les expériences déjà examinées ici, nous voyons que les valeurs de G indiquées sur le tableau permettent d'interpréter le rendement de dégagement d'oxygène ($G_{O_2}^{Ce} = G_{H_2O_2} = 1,7$) dans la réduction du cérium en absence d'air (10) ainsi que celui du dégagement d'hydrogène [($G_{H_2}^{Fe} = G''_{H_2} + (1/2)\,G''_H = 1,825$)]

dans l'oxydation de Fe^{++} en absence d'air (7). Ces valeurs de G permettent d'interpréter d'autres résultats et certaines différences entre ceux-ci suivant les conditions expérimentales. Nous examinerons ces cas dans une publication ultérieure ainsi que la signification physique de la deuxième zone d'hétérogénéité.

(1) A. O. Allen, *Rad. Res.*, 1, 1954, p. 85.
(2) T. J. Sworski, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 4687.
(3) J. Pucheault et C. Ferradini, *J. Chim. Phys.*, 54, 1957, p. 659.
(4) M. Haïssinsky, *Discuss. Far. Soc.*, 12, 1952, p. 139.
(5) M. Lefort, *J. Chim. Phys.*, 51, 1954, p. 351.
(6) D. M. Donaldson et N. Miller, *Trans. Far. Soc.*, 52, 1954, p. 652.
(7) M. Lefort, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1623.
(8) C. Ferradini et J. Pucheault (sous presse).
(9) M. C. Anta et M. Haïssinsky, *J. Chim. Phys.*, 51, 1954, p. 33.
(10) M. Cottin et M. Lefort, *J. Chim. Phys.*, 52, 1955, p. 545.

(*Laboratoire Curie, Institut du Radium, Paris.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la dissociation du nitrate d'argent dans l'éthanol absolu.* Note (*) de Mme **Marthe Kikindai**, présentée par M. Paul Pascal.

Nous avons étudié la conductibilité du nitrate d'argent en solution dans l'éthanol absolu. Nous avons calculé la constante de dissociation à 25°, à partir des résultats de ces mesures conductimétriques, par la méthode de Fuoss et Kraus établie pour les électrolytes faibles. Nous donnons également les résultats des calculs obtenus par la méthode de Shedlovsky, modification de la précédente, qui donne d'après les auteurs des résultats meilleurs pour les constantes de dissociation comprises entre 10^{-3} et 1.

Nous avons entrepris l'étude de la conductibilité du nitrate d'argent dans l'alcool absolu pour en tirer des renseignements sur les constantes de dissociation de ce sel dans ce solvant, à différentes températures. Dans ce premier travail, effectué à 25° nous nous sommes limités à la comparaison de nos résultats avec ceux de la bibliographie (1).

Nous avons effectué nos mesures avec un conductimètre Philipps en y ajoutant des résistances extérieures quand cela était utile. L'éthanol absolu est obtenu par distillation après traitement de l'alcool absolu commercial par l'éthylate de magnésium. Toutes les manipulations de l'alcool ont été effectuées sous atmosphère d'azote. Les différents lots d'alcool obtenus avaient une conductibilité comprise entre 0,06 et 0,04 $M\Omega^{-1}$. Le nitrate d'argent R. P. utilisé était séché à poids constant. La solution mère était une solution saturée à la température ambiante et dosée. Les concentrations étaient comprises entre $1,3.10^{-1}$ et 2.10^{-4} N.

Nous avons porté sur la figure 1 la conductibilité équivalente en fonction de la racine carrée de la concentration $(100\sqrt{C})$. Aux faibles concentrations la conductibilité équivalente, sensiblement proportionnelle à la racine carrée de

la concentration, permet une détermination approximative de la conductibilité équivalente limite Λ_0, par extrapolation. Nous avons trouvé $\Lambda_0 = 42,5$

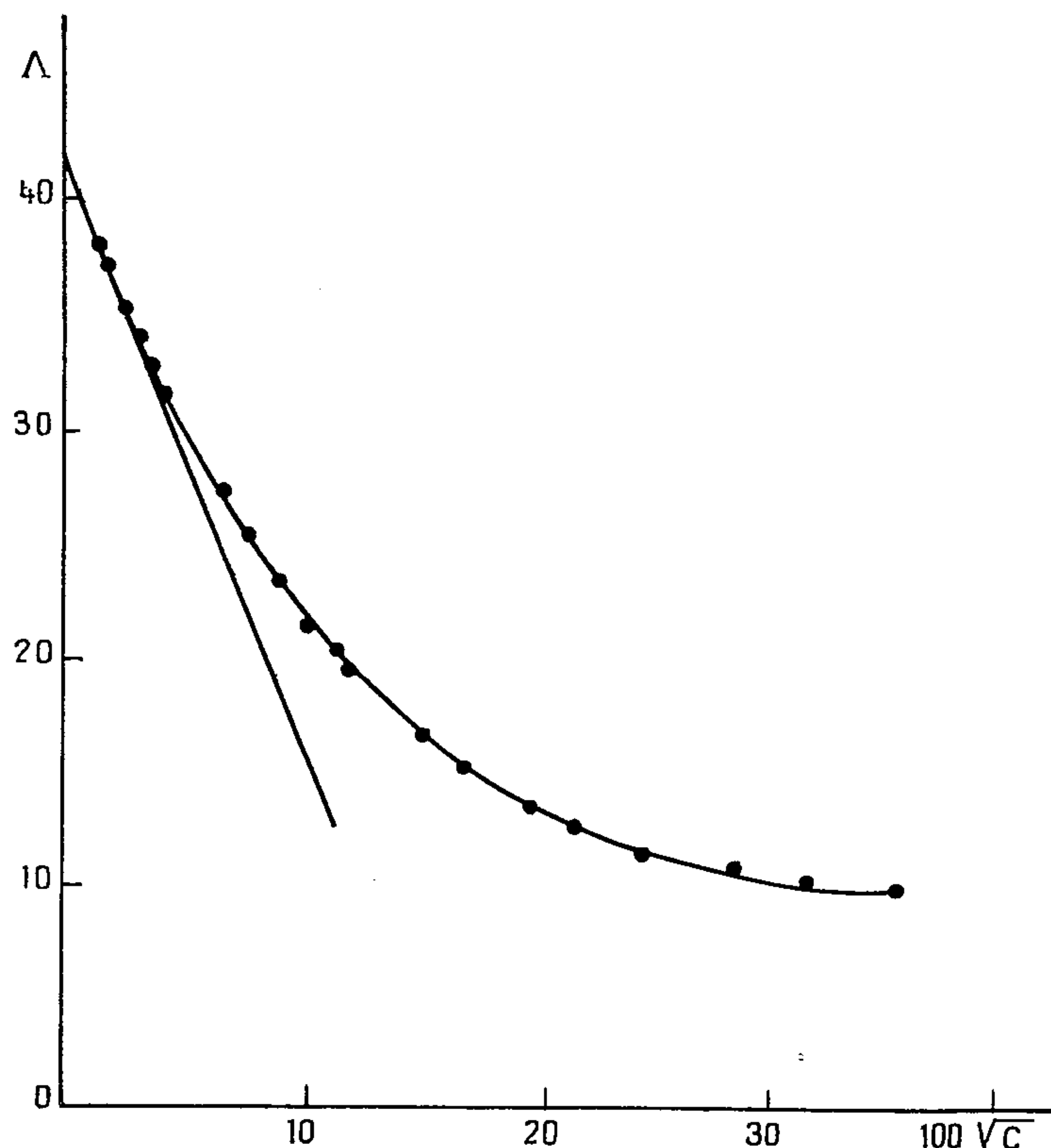


Fig. 1.

à 25°. Nous avons déterminé la pente expérimentale (α_E) et la pente théorique donnée par l'équation de Kohlsrausch-Onsager (α_T),

$$\Lambda = \Lambda_0 - (1,256\Lambda_0 + 87,8)\sqrt{C}.$$

Nous avons rapproché nos résultats de ceux de Copley ([1]) obtenus pour des concentrations comprises entre 2.10^{-4} et 17.10^{-4} N avec un alcool de même conductibilité que le nôtre.

	Λ_0.	α_E.	α_T.	$100\frac{\alpha_E - \alpha_T}{\alpha_T}$.
	42,5	263	141,2	86,2
Copley..............	46,25	336	146	130

Copley estimait que la valeur $\Lambda_0 = 46,2$ devait être trop forte, ainsi que la déviation entre α_T et α_E. Nous trouvons donc des valeurs en meilleur accord avec celles trouvées par Copley pour d'autres sels; cependant contrairement aux prévisions de ces auteurs, notre valeur de Λ_0 est inférieure à celle correspondant au nitrate de lithium.

La comparaison entre α_E et α_T montre une dissociation incomplète et la possibilité d'utiliser l'équation d'Onsager

$$\Lambda = \Lambda_0 - \alpha\sqrt{C} - \frac{\Lambda_0}{K} C$$

en faisant intervenir la constante de dissociation K du nitrate d'argent. Davies à partir des résultats de Copley trouvait $K = 0{,}011$; nous trouvons par cette méthode $K = 0{,}0045$.

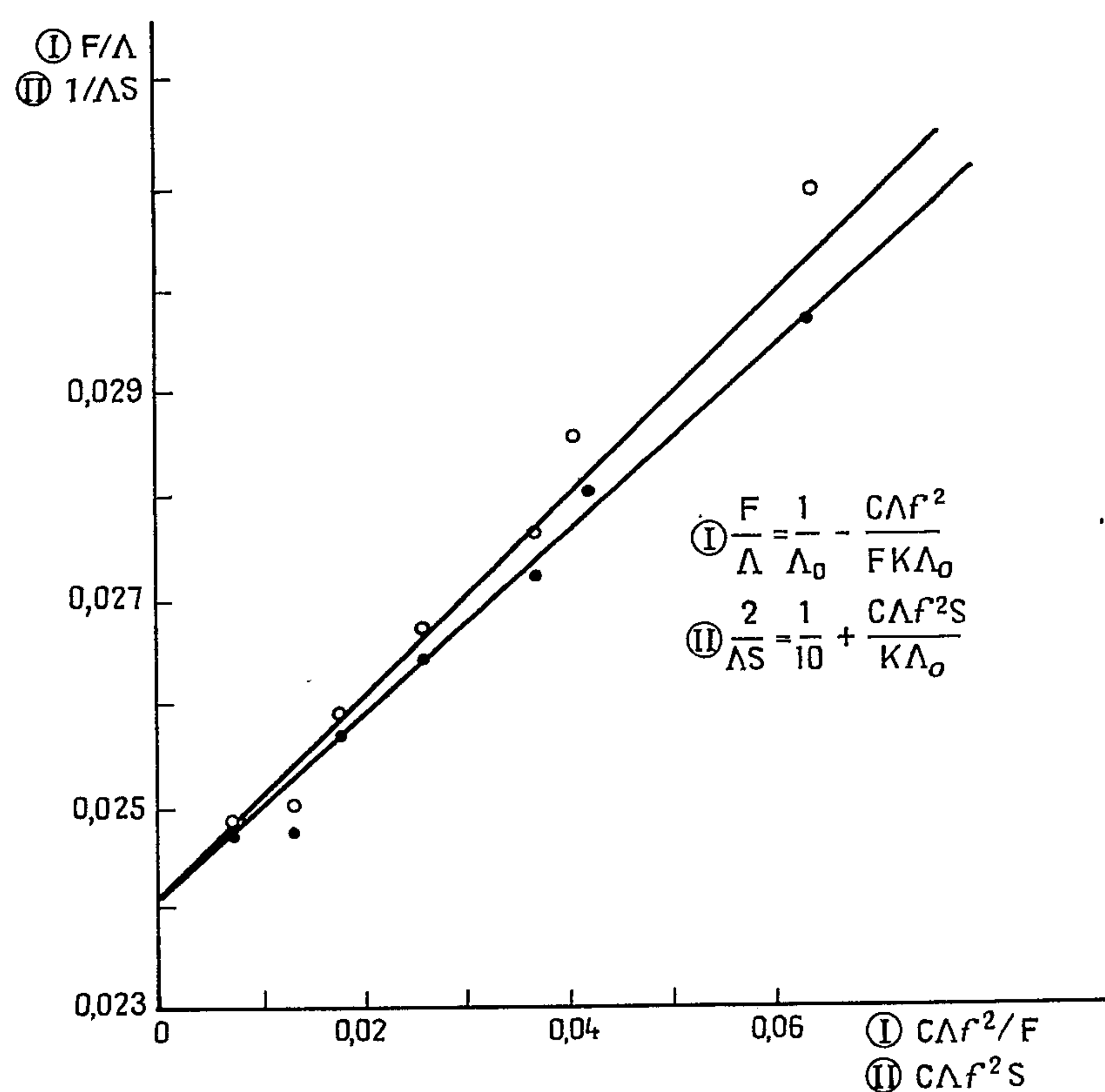


Fig. 2.

Si l'on tient compte du degré de dissociation ionique γ et des coefficients d'activité ionique la constante de dissociation peut être calculée par

$$\Lambda = \gamma(\Lambda_0 - \alpha\sqrt{\gamma C})$$
$$-\log f^2 = 2\beta\sqrt{\gamma C},$$
$$K = f^2\gamma^2 \frac{C}{1-\gamma}.$$

Ce système résolu par Davies par approximations successives donnait $\Lambda_0 = 44{,}82$ et $K = 0{,}0044$. A partir de nos résultats ce même système résolu

par la méthode de Fuoss et Krauss [2] nous a donné $\Lambda_0 = 41,42$ et $K = 0,0068$, et par la méthode de Shedlovsky [3] $\Lambda_0 = 41,45$ et $K = 0,0060$ (*fig.* 2).

En conclusion nous pensons que la valeur de la constante de dissociation $K = 0,0060$ déterminée par la méthode de Shedlovsky doit être retenue de préférence ($10^{-3} < K < 1$). Elle est différente de la valeur donnée par Davies à partir des résultats de Copley ($K = 0,0044$), différence qui provient à la fois des valeurs plus fortes des conductibilités équivalentes expérimentales trouvées par Copley et d'une précision meilleure que les méthodes de calculs mises au point par Fuoss et Shedlovsky nous ont permis d'obtenir.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) E. D. Copley, D. M. Murray-Rust et H. Hartley, *J. Chem. Soc.*, 2492, 1930; C. W. Davies, *Conductivity of solutions*, London, 1933, p. 118.

(2) R. M. Fuoss, *J. Amer. chem. Soc.*, 57, 1936, p. 488.

(3) T. Shedlovsky, *J. Frank. Inst.*, 739, 1938; H. M. Dagget, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 4977.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Démixtion du mélange liquide : Oxyde de deutérium-deutérophénol.* Note (*) de M. **Robert Cardinaud**, présentée par M. Paul Pascal.

La température critique de dissolution supérieure (que nous désignons par TCDS), croît avec le taux de deutération du système. Cet effet isotopique, déjà observé par Timmermans et Hall [1], a été vérifié et les données expérimentales complétées par l'étude d'un système totalement deutéré.

Toutes les mesures ont été faites par observation sous lumière latérale du point de trouble, le thermostat étant stabilisé tous les 5/100e de degré, à température décroissante. Les compositions sont réalisées dans des petits tubes scellés de 5 cm^3 de capacité, contenant, en moyenne, 2 à 3 cm^3 de solution.

L'influence de la pression est suffisamment faible pour qu'on ait pu la négliger. Son effet n'excède pas l'incertitude sur la détermination expérimentale de la température du point de trouble (0,004 degré/kg pour 0 % en deutérium; 0,0047 degré/kg pour 94 % en deutérium) [1].

Pureté des corps. — L'eau est distillée deux fois dans un appareil en quartz.

L'oxyde de deutérium a été fourni par le Commissariat à l'Énergie Atomique (composition isotopique : 99,66 %). On l'utilise sans autre traitement qu'une dilution éventuelle avec de l'eau bidistillée.

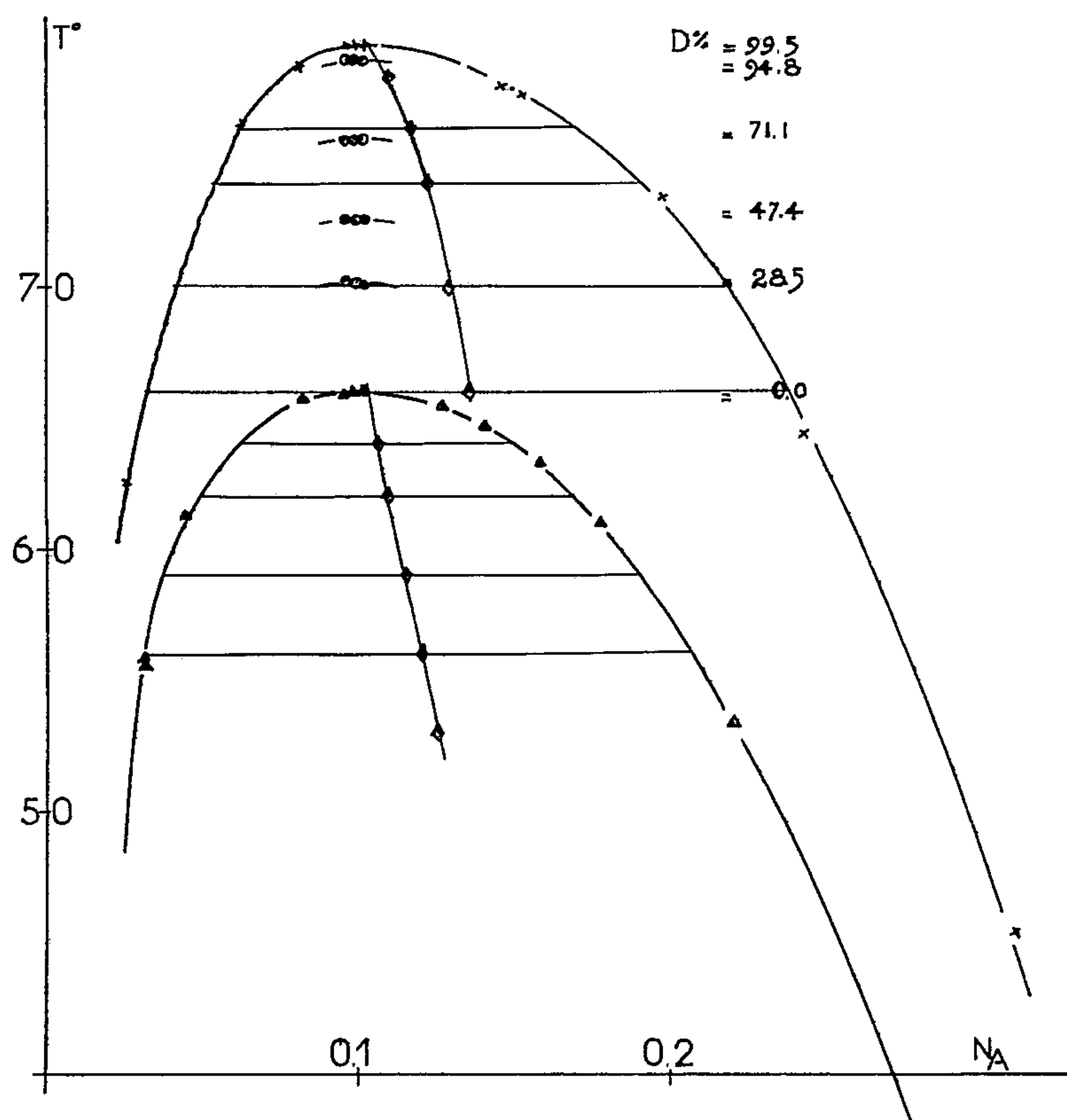
Le phénol est distillé deux fois sous pression réduite, dans une petite colonne et conservé en ampoules scellées jusqu'à l'emploi.

Le deutérophénol a été préparé par échanges successifs. L'analyse de

l'eau de la dernière opération d'échange donne une composition isotopique de 99,5 % pour le deutérophénol, compte tenu du coefficient d'échange isotopique pris égal à 1,10 ([2]). La purification par distillation sous pression réduite permet de ne pas deutérer les positions nucléaires.

Remarque sur les compositions isotopiques. — Seuls les mélanges réalisés avec des produits à 0 % ou 100 % en deutérium ont une composition isotopique constante tout le long de la courbe de démixtion. Nous n'avons pas cherché à tracer la courbe complète des systèmes partiellement deutérés.

Résultats expérimentaux. — La courbe du système bien connu eau-phénol a été tracée au-dessus de 50°, ainsi que la courbe du système deutéro-



graphique a

Equilibres liquide-liquide des mélanges H_2O - D_2O - C_6H_5OH et D_2O - C_6H_5OD

phénol-oxyde de deutérium. Pour les systèmes isotopiques intermédiaires, la TCDS a été déterminée en réalisant des compositions aussi voisines que possible de la composition critique. La notation N_A a été adoptée

pour désigner la fraction molaire du phénol. L'ensemble des résultats apparaît dans le tableau et sur le graphique *a* qui donne la température du point de trouble en fonction des fractions molaires pour six compositions isotopiques différentes. La fraction molaire critique a été déterminée graphiquement pour les deux compositions isotopiques extrêmes : 0 et 99,5 %.

Systèmes eau-phénol et deutérophénol-oxyde de deutérium.

D (%).	N_A.	T° du point de démixtion.	N_A.	T° du point de démixtion.	N_A	T° du point de démixtion.
0,00	0,295	51,3	0,221	53,6	0,178	61,2
	0,160	63,5	0,140	64,9	0,133	65,7
	0,101	66,1	0,097	66,2	0,096	66,1
	0,083	66,0	0,044	62,5	0,032	56,0
28,5	0,098	70,10	0,095	70,10	0,099	70,0
47,4	0,098	72,50	0,095	72,60	0,101	72,50
71,1	0,098	75,60	0,095	75,60	0,101	75,60
94,8	0,098	78,60	0,095	78,70	0,101	78,60
99,5	0,417	–	0,310	45,40	0,339	64,40
	0,197	73,40	0,172	75,30	0,152	77,30
	0,146	77,60	0,097	79,20	0,094	79,20
	0,100	79,20	0,092	78,60	0,079	78,40
	0,065	–	0,062	76,20	0,025	62,60

L'effet isotopique se manifeste par l'élévation de la TCDS en fonction de la composition isotopique. Pour un système 99,5 %, la variation positive mesurée est de 13,0 ± 0°,1 et la fonction $T_c = f(D\ \%)$ est pratiquement linéaire.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) J. TIMMERMANS et G. POPPE, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 524.

(2) INGOLD, RAISIN et WILSON, *J. Chem. Soc. London*, 1936, p. 1637.

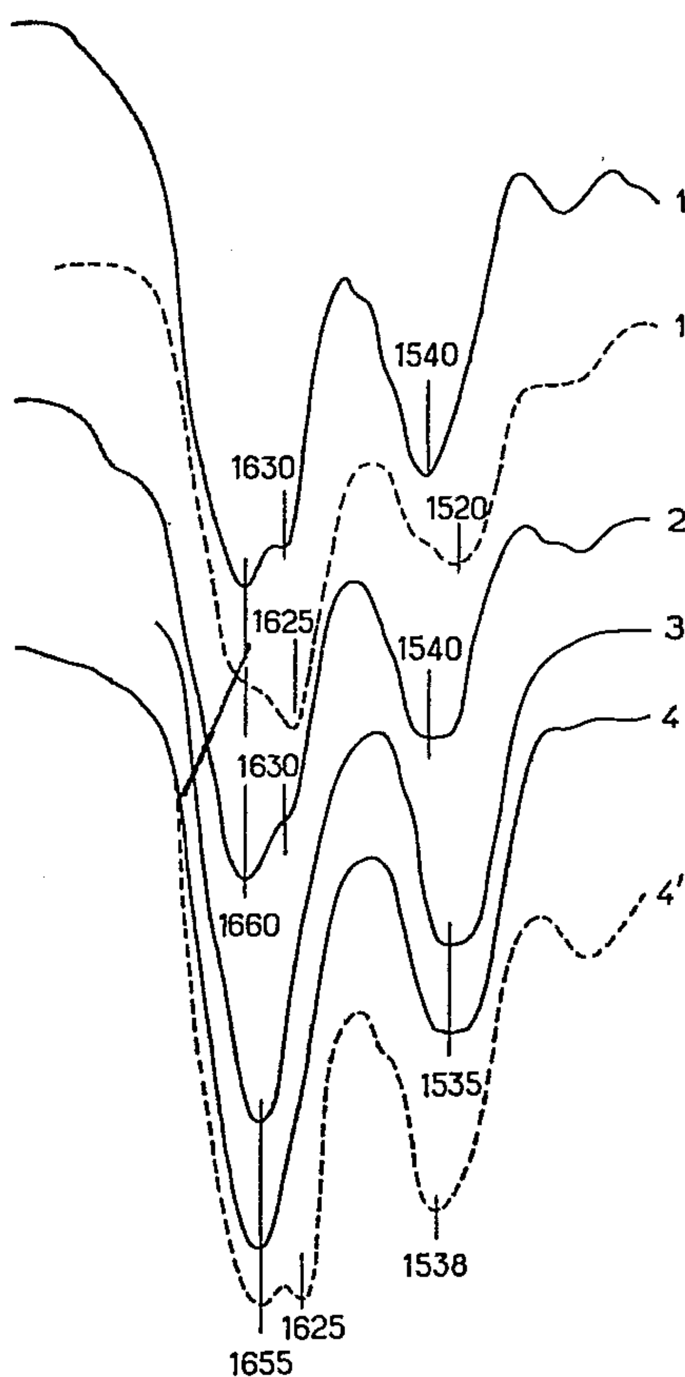
CHIMIE PHYSIQUE. — *Spectre infrarouge et structure de l'histone.* Note de Mlle **CHRISTIANE DE LOZÉ**, présentée par M. Louis Hackspill.

Nous avons étudié des échantillons d'histone préparés, à partir du thymus de Veau, par trois méthodes différentes : la première est celle de Grégoire et Limozin (1) (histone *a*), la seconde est celle de Crampton, Moore et Stein (2) (histone *b*). Le troisième procédé consiste à extraire tout d'abord la nucléohistone par la méthode de Crampton, Lipshitz et Chargaff (3), puis à précipiter l'acide nucléique par l'acide chlorhydrique N/10. On

lyophylise la solution surnageante qui contient l'histone (histone *c*). Nous avons également utilisé une histone préparée au Département de Physique de Kings' College (London) par le même procédé (histone *d*).

Les échantillons ont été examinés à l'état de films.

Les courbes comportent une absorption très forte dans la région de 1650 cm^{-1}, qui varie suivant les échantillons.



Histone. Films.

1. Histone *a*; 1'. Histone *a* + xylène sulfonate de sodium 7,5 %.
2. » *b*.
3. » *c*.
4. » *d*; 4'. Histone *d* + xylène sulfonate de sodium 7,5 %.

L'histone *a* présente une bande forte à 1660 cm^{-1} et une bande presque aussi forte à 1630 cm^{-1} (courbe 1). L'histone *b* possède également deux bandes à 1660 et 1630 cm^{-1}, mais cette dernière est moins intense que dans l'histone *a* (courbe 2). Les histones *c* et *d* présentent une seule bande à 1660 cm^{-1}.

Les bandes de cette région correspondent, dans le cas des protéines, à la bande dite bande amide I de la liaison peptidique. Elle est située vers 1650 ou 1625 cm^{-1} selon que la protéine est en forme α ou β.

Les histones *c* et *d*, qui présentent une seule bande à 1655 cm^{-1}, correspondent donc à une histone totalement en forme α. Par contre, dans les histones *a* et *b*, qui présentent deux bandes, il existe sans doute un mélange des deux formes, avec prédominance de forme α. La présence de forme β dans les protéines est généralement en relation avec une dénaturation plus ou moins grande. Il semble donc que, parmi les différentes techniques utilisées pour préparer l'histone, la plus favorable soit la troisième technique décrite, bien qu'elle nécessite un important changement de pH.

Ces résultats sont confirmés par les modifications spectrales que subit l'histone après action du xylène sulfonate de sodium : cet agent dénaturant fait apparaître la bande 1625 cm^{-1} caractéristique de la structure β (histone *c* et *d* : courbe 4'), ou augmente son intensité lorsqu'elle existe préalablement dans le spectre (histone *a* et *b* : courbe 3').

L'histone convenablement extraite présente donc les caractéristiques spectrales de la structure α. L'histone isolée par le procédé de Grégoire et Limozin est généralement séparée en plusieurs fractions. Il est possible que ces fractions correspondent à différents degrés de dénaturation d'une même protéine et non à des protéines distinctes.

(1) E. J. Grégoire et M. Limozin, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 36, 1954, p. 15.
(2) C. F. Crampton, S. Moore et W. H. Stein, *J. Biol. Chem.*, 215, 1955, p. 787.
(3) C. F. Crampton, R. Lipshitz et E. Chargaff, *J. Biol. Chem.*, 206, 1954, p. 499.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur quelques propriétés cinétiques et structurales de la carburation d'un fer pur.* Note (*) de MM. **Gaston Collette, Paul Gendrel** et **Léon Jacqué**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Une étude comparative réalisée avec des éprouvettes de fer de compositions chimiques initiales différentes met en évidence certaines propriétés d'un fer de grande pureté.

L'étude cinétique de la réaction de carburation dans la phase austénitique d'un échantillon de fer soumis à l'action carburante isotherme d'une atmosphère méthane-hydrogène, effectuée par une méthode thermogravimétrique déjà décrite (1) et réalisée avec un fer technique, avait montré que la vitesse de réaction était d'ordre zéro par rapport au carbone en solution (2).

Des expériences ont été reprises dans les mêmes conditions avec trois types d'échantillons :

A. Fer technique (épaisseur : 0,2 mm), analogue à celui précédemment utilisé, et de composition : C = 0,03 % ; P = 0,006 % ; S = 0,009 % ; Cu = 0,105 % ; Mn = 0,042 % ; Ni = 0,08 % ; O_2 = 0,038 %.

B. Fer beaucoup plus pur (épaisseur 0,2 mm), de composition :

C $\leqq$ 0,0025 % ; Si $\leqq$ 0,001 % ; P $\leqq$ 0,002 % ; S = 0,002 % ; Cu $\leqq$ 0,0002 % ; Mn $\leqq$ 0,0005 % ; Ni = 0,014 % ; O_2 = 0,0036 %.

C. Fer identique à *B* (épaisseur : 0,5 mm) sauf pour la teneur accrue en oxygène (0,065 %).

L'examen des courbes de variation de masse en fonction du temps, révèle que, pour le métal *B*, la vitesse de carburation peut être considérée avec une bonne approximation comme une fonction linéaire du taux de carbone de l'éprouvette. Si *c* est cette concentration à l'instant *t*, la vitesse dc/dt peut s'exprimer par

$$\frac{dc}{dt} = k(c_0 - c),$$

c_0 étant la concentration pour laquelle dc/dt prend une valeur nulle, et *k* une constante caractéristique des conditions expérimentales. Par contre, la vitesse de carburation du fer *C* prend une valeur indépendante de la concentration et voisine de celle du fer *A* traité dans les mêmes conditions, ce qui met en évidence l'action de l'oxygène sur la cinétique de la réaction.

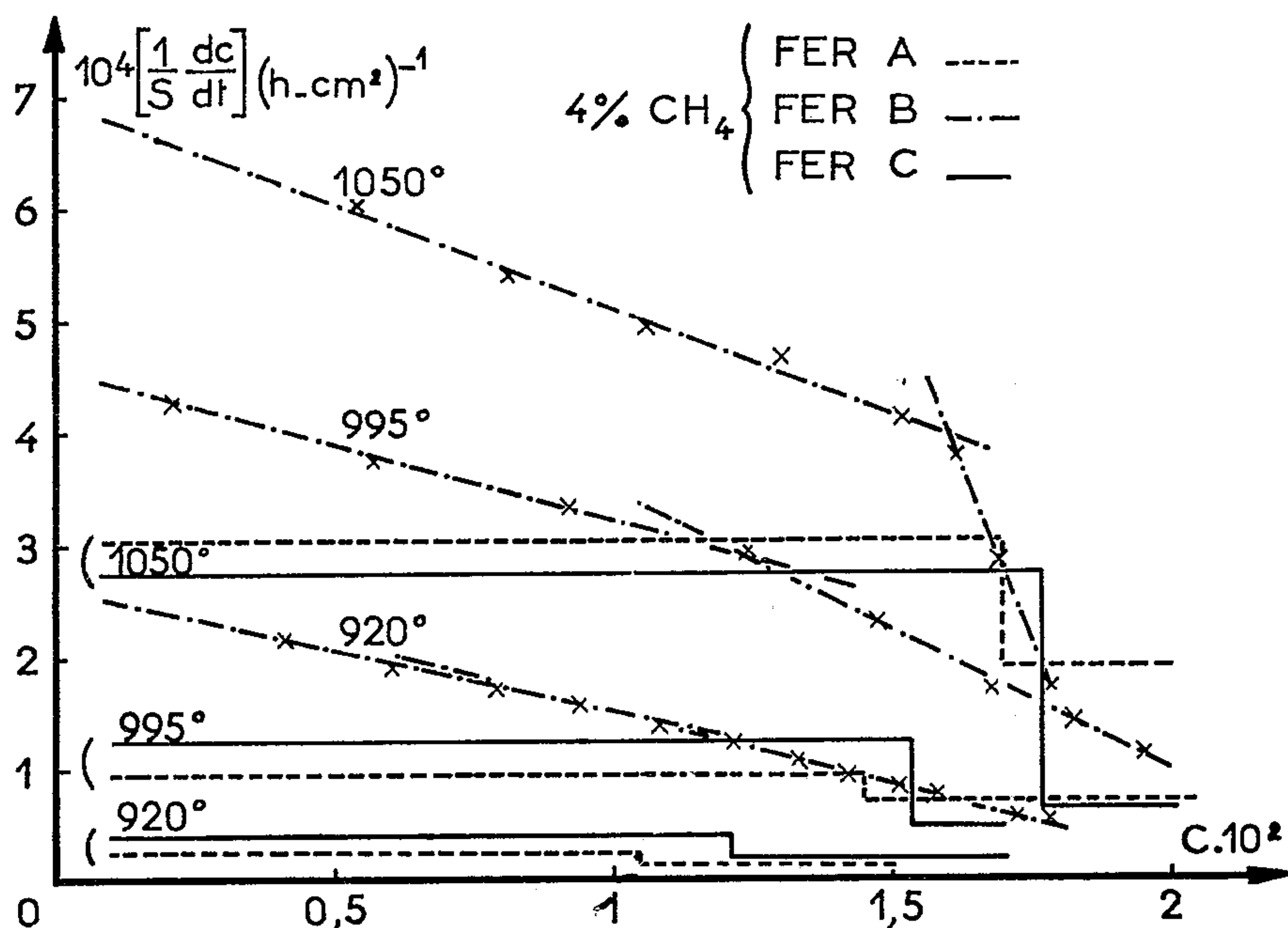


Fig. 1. — Vitesses de carburation de différents types de fer, en fonction de la concentration en carbone.

Sur la figure 1 sont portées les vitesses relatives aux trois types précités, exprimées en variations de concentration par heure, rapportées au centimètre carré de surface, en fonction du taux de carbone, pour différentes températures de traitement. On peut remarquer, d'une part, que le fer *B* se carbure beaucoup plus vite que les fers *A* et *C* et, d'autre part, que la discontinuité de

vitesse observée pour une valeur c_γ de c sur les isothermes de carburation de ces fers A et C se traduit par une variation de la constante de vitesse k sur la courbe relative au métal B.

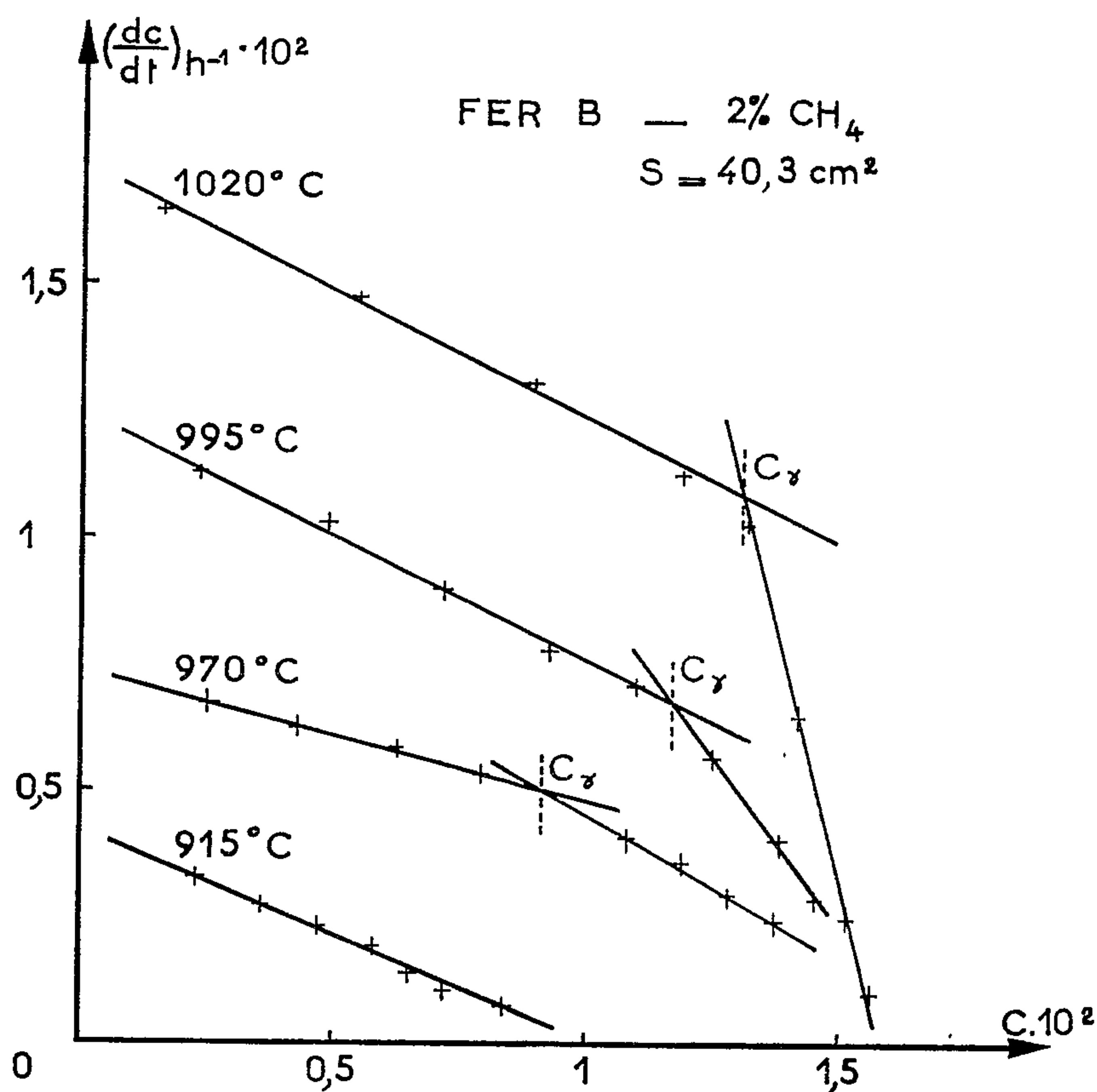


Fig. 2. — Vitesses de carburation d'un fer pur, en fonction de la concentration en carbone pour différentes températures.

Conformément à l'hypothèse antérieurement avancée ([3]), le réseau d'isothermes $dc/dt = f(c)$ relatif à un fer de qualité donnée, permet de fixer la limite de solubilité maximum du carbone dans l'austénite. La figure 2, obtenue avec le fer B, carburé dans un mélange à 2 % en volume de méthane, montre que la détermination de c_γ peut être obtenue avec une bonne approximation, au moins avec des compositions du mélange gazeux adaptées aux conditions de températures. Quelques recoupements satisfaisants ont été obtenus par décarburation.

Par ailleurs, des essais de cémentation poussée ont été réalisés dans une atmosphère très carburante avec 20 et 50 % de méthane pour des températures comprises entre 780 et 820° C.

Les échantillons ainsi traités, observés après refroidissement lent de l'ordre de 5 degrés par minute, présentent les structures suivantes :

— *avec le fer A*, précipitation abondante de cristaux de cémentite primaire aux joints des grains d'une structure perlitique fine;

— *avec le fer B*, structure eutectoïde, aussi longue que soit l'action des gaz carburants; la concentration moyenne en carbone est de 0,78 %;

— *avec le fer C*, précipitation de cémentite primaire aux joints des grains, bordée de ferrite sur fond de perlite. Cette structure est celle des aciers anormaux, au sens de la méthode d'essai de Mc. Quaid-Ehn ([4]).

On observe, dans les trois cas, une couche de graphite en surface des éprouvettes.

L'ensemble de ces résultats paraît confirmer le rôle joué par certaines impuretés, dont l'oxygène, même à l'état de traces relativement faibles, à la fois dans le mécanisme de la carburation de l'austénite et dans le processus de précipitation des carbures.

Notre expérimentation porte actuellement sur le rôle sélectif de différents éléments d'addition.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

([1]) L. Beaujard, G. Collette et L. Jacqué, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1388.

([2]) G. Collette et L. Jacqué, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 968.

([3]) G. Collette et L. Jacqué, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1267.

([4]) G. L. Kehl, *The Principles of Metallographic Laboratory Practice*, 1949, p. 303 et 304.

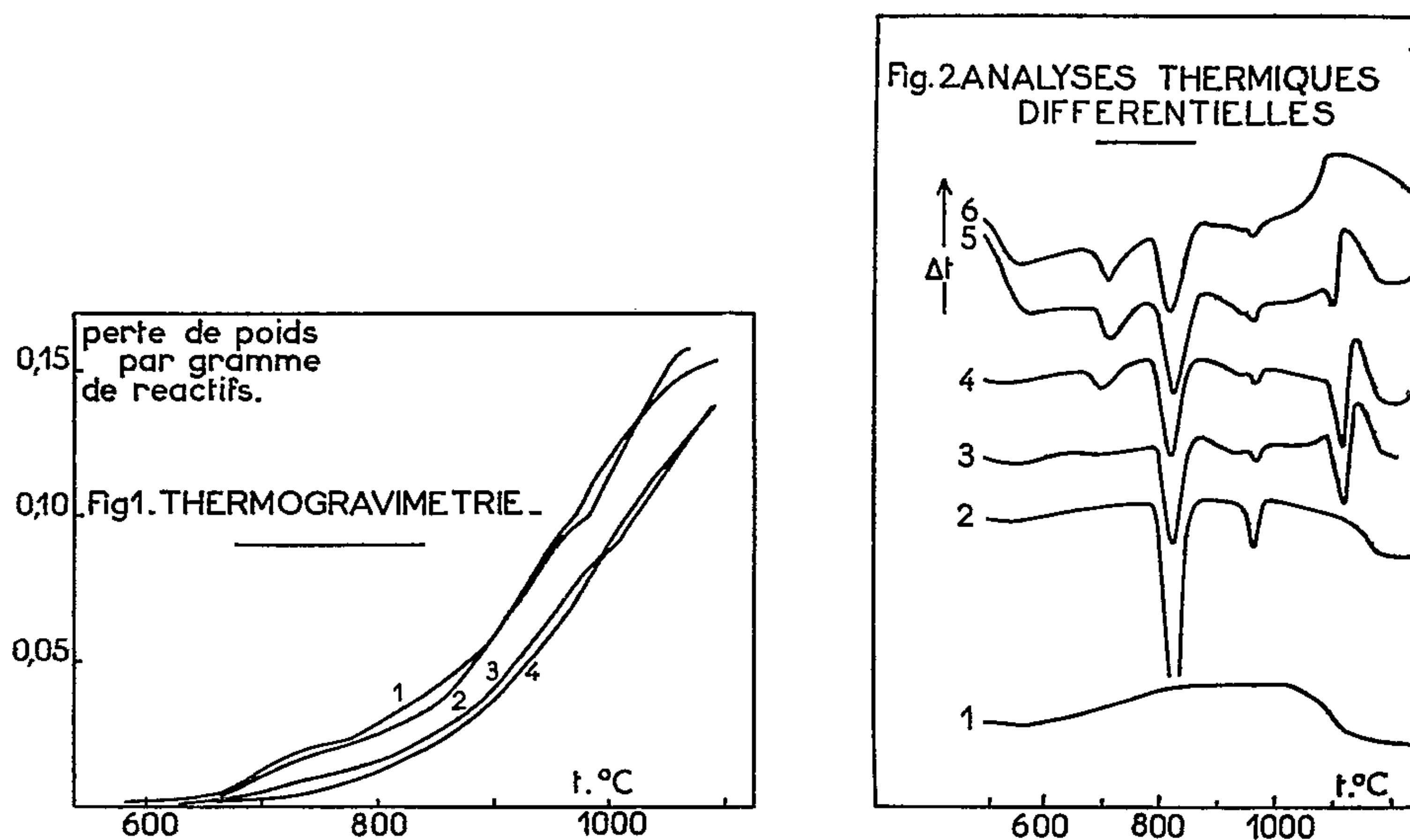
CINÉTIQUE CHIMIQUE. — *Étude d'une réaction entre deux phases solides, la préparation du titanate de baryum.* Note de MM. **Pierre Turlier, Lucien Eyraud, Charles Eyraud** et **Marcel Prettre**, présentée par M. Paul Pascal.

La synthèse du titanate $BaTiO_3$ par calcination dans l'air d'un mélange équimoléculaire ($BaCO_3$-TiO_2) constitue un cas particulièrement intéressant de réaction solide-solide étant données les nombreuses recherches déjà suscitées. Les travaux de Keler et Kuznetsov ([1]) et de Trzebiatowski et collaborateurs ([2]) ont montré que l'analyse thermique différentielle était une méthode suffisamment sensible pour déceler l'évolution énergétique du système. Nous avons cherché à associer cette technique à la thermogravimétrie et à l'analyse par diffraction X, afin d'interpréter plus sûrement les phénomènes observés.

La thermogravimétrie paraît susceptible de définir avec précision l'état d'avancement de la réaction. En l'absence d'oxyde TiO_2, le carbonate $BaCO_3$ subit dans l'air à 1000° C une décomposition thermique très lente. Mais la vitesse de cette réaction, de l'ordre de 0,5 % à l'heure, est négligeable devant la vitesse de réaction entre $BaCO_3$ et TiO_2, quantitative en 30 mn

dans les mêmes conditions. D'autre part, la vitesse de décomposition thermique du carbonate $BaCO_3$ n'est aucunement modifiée par l'addition de 1,5 % d'oxyde TiO_2. Il n'y a donc pas lieu de craindre sa décomposition catalytique du fait de la présence d'oxyde de titane. Enfin, les composés $BaCO_3$ et TiO_2 réagissent, même sous 200 mm d'anhydride carbonique. Ce gaz n'exerce donc pas un effet inhibiteur prononcé sur la réaction qui l'engendre.

La vitesse de réaction dépend avant tout autre facteur de la surface de contact entre réactifs solides. Aussi nos efforts ont-ils porté sur l'examen de ce paramètre. L'état de division déjà poussé de chacun des réactifs n'a pu être fortement accru par broyage. L'oxyde titanique s'obtient aisément en grains d'un diamètre moyen de 10^{-3} à 10^{-4} mm dont le broyage ne réduit plus la taille. Le carbonate de baryum se présente sous formes d'aiguilles d'une longueur d'environ 10^{-2} mm qu'un broyage prolongé ne ramène qu'à quelques microns. Mais un traitement prolongé au broyeur d'un mélange de ces deux solides accroît de 25 % la densité apparente de la poudre. Au bout de ce traitement, le microscope électronique révèle que chaque grain de carbonate de baryum est entouré d'une multitude de petites sphères d'oxyde de titane. Ainsi, par la durée du malaxage, nous disposons d'une méthode efficace pour accroître l'interface réactionnelle.



La thermogravimétrie et l'analyse thermique différentielle nous ont permis d'étudier l'influence de ce paramètre. La figure 1 reproduit des enregistrements thermogravimétriques obtenus avec une montée linéaire de température de 10°/mn. Les courbes sont relatives à des échantillons

d'un même mélange équimoléculaire malaxé respectivement durant 1, 4, 12 et 20 h. On peut noter que, d'une façon générale, l'accroissement de l'interface augmente la vitesse réactionnelle, ce que nous avons vérifié par des thermogravimétries isothermes à 850° C. De plus, surtout pour les produits les plus intimement mélangés, les courbes ne sont pas régulières et laissent soupçonner la complexité des phénomènes étudiés.

La figure 2 reproduit quelques diagrammes d'analyse thermique différentielle obtenus, comme ci-dessus, avec une montée linéaire de température de 10°/mn pour les mêmes produits et dans des conditions analogues. Les courbes 1 et 2 concernent les réactifs pris isolément. La courbe 1 ne révèle aucun changement d'état pour l'oxyde de titane. Sur la courbe 2, par contre, s'observent les transformations $\beta \rightarrow \alpha$ et $\gamma \rightarrow \beta$ pour le carbonate de baryum [3]. Les courbes 3, 4, 5 et 6 concernent les mélanges broyés respectivement 1, 4, 12 et 20 h. On observe sur ces quatre courbes les pics à 810 et 980° C. Ils sont réversibles et correspondent aux transformations structurales du carbonate de baryum n'ayant pas réagi. Leur aire, rapportée à 1 g de carbonate de baryum n'ayant pas réagi, est sensiblement la même pour les courbes 3, 4, 5 et 6, et pour la courbe 2. L'énergie dégagée à 810 et 980° C semble donc être principalement attribuable aux transformations structurales du carbonate de baryum.

Par contre, un pic à 715° C apparaît sur la courbe 4, puis augmente avec la durée du malaxage. L'hypothèse d'une transformation structurale « prématurée » de $BaCO_3$-μ en $BaCO_3$-β ne peut guère être retenue. En effet, on devrait admettre que l'énergie de transformation correspond à la somme des aires des pics à 715 et 810° C, compte tenu du taux de réaction. Or, il n'en est rien. En arrêtant la chauffe vers 750° C, refroidissant, puis reprenant la montée de température, on montre que ce pic à 715° est irréversible. D'autre part, il correspond à un point d'inflexion des courbes 3, 4 de la figure 1. Il est donc très probable qu'il corresponde à une réaction chimique entre les composés $BaCO_3$ et TiO_2, dégageant du gaz carbonique. On remarquera que 715° n'est pas très éloigné des températures de Tamman pour $BaCO_3$ (733) et pour TiO_2 (683).

De même, un faible pic à 950° précède la transformation à 980°. La cause de l'augmentation de réactivité à cette température reste aussi incertaine que dans le cas du pic précédent. Nous avons cherché en vain à mettre en évidence un phénomène analogue dans la réaction pour le système analogue $SrCO_3$ et TiO_2. Dans ce cas, la courbe thermogravimétrique est régulière et son point d'inflexion, donc le maximum de vitesse réactionnelle, correspond exactement au point de transformation à 910° du carbonate de strontium [3], conformément à la règle d'Hedvall [4].

Les phénomènes apparaissant à partir de 1100° C sont difficiles à interpréter. En effet, le pic endothermique à 1100°, déjà mis en évidence par

de nombreux auteurs (1), (2) et qui apparaît nettement sur la courbe 3, puis disparaît progressivement sur les courbes 4, 5 et 6, n'est pas attribuable à la réaction chimique dégageant du gaz carbonique, car son aire maximum est incompatible avec la faible quantité de réactif résiduel. Il est difficilement attribuable à une autre réaction chimique car la microscopie électronique et l'analyse aux rayons X ne donnent aucune différence sur les produits pris avant et après le pic. Il semble que l'effet apparemment exothermique vers 1150° puisse être attribué au frittage, ce qui correspond à peu près aux études de la synthèse du composé $BaTiO_3$ par la méthode d'émanation (6).

(1) E. K. KELER et KUZNETZOV, *Doklady Akad. Nauk. S. S. S. R.*, 88, 1953, p. 1031.
(2) W. TRZEBIATOWSKI, J. WOJCIECHOWSKA et J. DAMM, *Roczniki Chem.*, 26, 1952, p. 12.
(3) J. J. LANDER, *J. Chem. Phys.*, 17, 1949, p. 892.
(4) J. A. HEDVALL, *Einfuhrung in die Festkörperchemie*, 1952, p. 194.
(5) K. K. KELLEY, S. S. TODD et E. G. KING, *U. S. Bur. Mines Rept. Invest.*, 5059, 1954, p. 37.
(6) H. KAISER, *Z. Elektroch.*, 58, 1954, p. 601.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Étude du vieillissement du fer pur, par mesure de résistivité aux très basses températures.* Note de MM. **BERNARD MIGAUD** et **MICHEL WINTENBERGER**, présentée par M. Georges Chaudron.

La résistivité électrique aux basses températures s'est montrée, dans nos expériences, très sensible à la présence de carbone dissous dans le fer α; on peut donc suivre la précipitation du carbone à partir d'une solution solide sursaturée. Par vieillissement à des températures inférieures à 100° C, l'état de précipitation du carbone a une influence importante sur la résistivité électrique.

Un travail précédent avait montré l'influence sur les propriétés mécaniques de la quantité de carbone pouvant précipiter de la solution solide de fer α, pendant un vieillissement après déformation (1), (2). La mesure du rapport $\rho = R_{H_2}/R_{N_2}$ des résistivités aux températures de l'hydrogène et de l'azote liquides, permet également de suivre ce même phénomène.

Nos expériences ont été réalisées sur des bandes de fer pur électrolytique de $200 \times 2{,}5 \times 0{,}15$ mm, dans lequel nous avons introduit environ 0,040 % de carbone. Des recuits à différentes températures suivis d'une trempe à l'eau permettent de faire varier la teneur en carbone maintenu en sursaturation. La figure 1 montre qu'il existe, approximativement, une relation linéaire entre ρ et cette teneur. L'ordonnée à l'origine de la droite est assez voisine de la valeur 0,125 que donne le fer pur électrolytique recuit et lentement refroidi; nous savons que, dans ces conditions, ce fer ne présente aucun phénomène de vieillissement (1). Nous considé-

rerons alors que $\rho = 0,125$ est la valeur que donnerait un fer pur électrolytique ne contenant pas de carbone dissous.

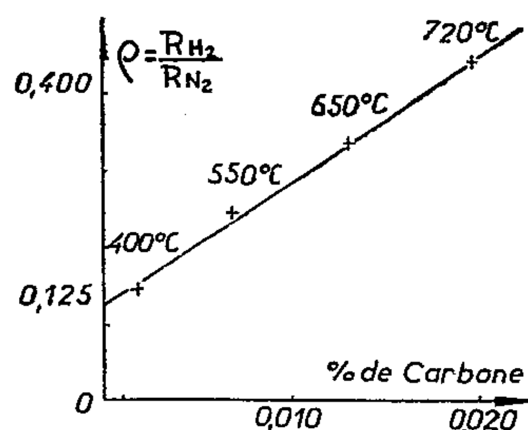


Fig. 1. — Influence, sur la résistivité, du carbone dissous juste après trempe.

Les carbures qui, dans ces expériences, se sont formés pendant le recuit qui précède la trempe, n'ont donc que très peu d'influence sur la résistivité électrique; d'ailleurs, ils n'intervenaient pas sensiblement dans l'évolution des propriétés mécaniques pendant le vieillissement.

Ainsi, la résistivité électrique permet de suivre la concentration en carbone dissous pendant le vieillissement.

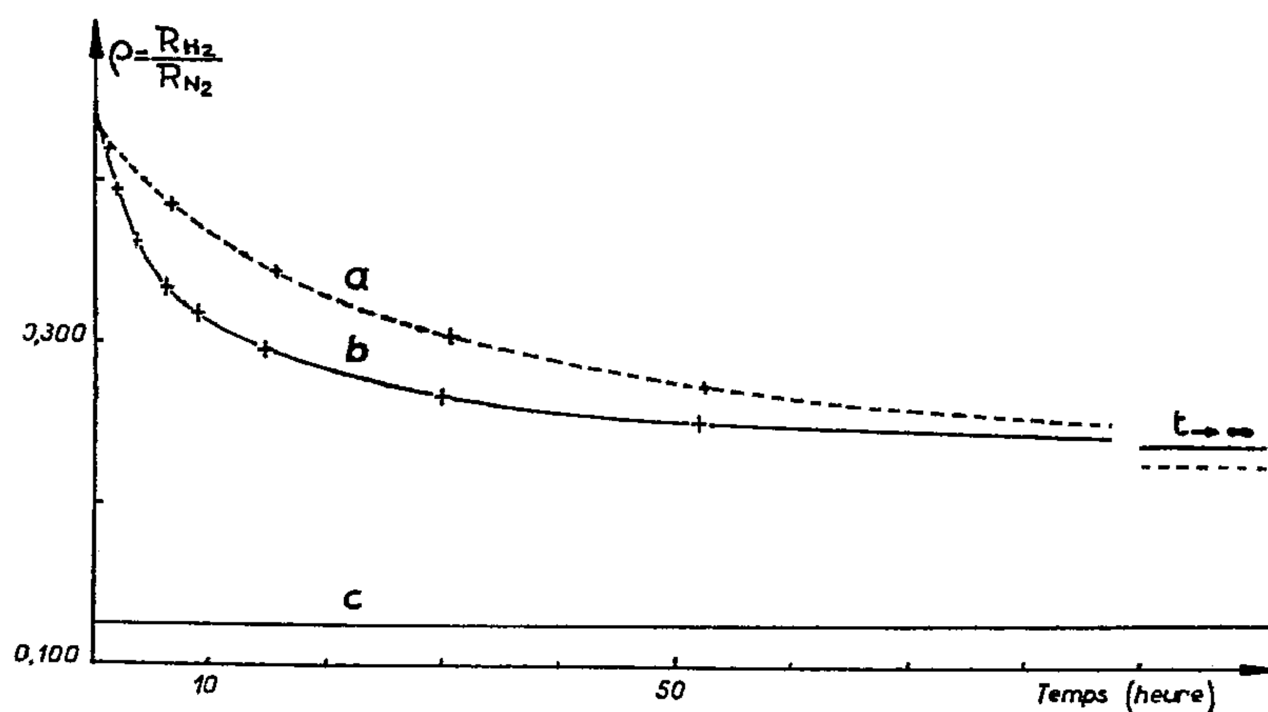


Fig. 2. — Variation de la résistivité pendant le vieillissement à 67° C.
a. Fer pur électrolytique carburé à 0,040 % trempé à 720° C.
b. Fer pur électrolytique carburé à 0,040 % trempé à 720° C et écroui de 4 %.
c. Fer pur électrolytique, recuit et refroidi lentement.

La figure 2 montre la variation de ρ au cours d'un vieillissement à 67° C, pour deux éprouvettes trempées à 720° C, l'une ayant été allongée de 4 % après la trempe. La diminution de la résistivité est plus rapide pour l'éprouvette déformée, en accord avec l'hypothèse de Cottrell et Bilby, selon laquelle les atomes de carbone sont attirés par les dislocations ([3]). D'autre part, l'amplitude de la variation de ρ, 0,201 et 0,193, pendant le vieillissement est comparable pour les deux échantillons.

Le fait important montré par ces courbes est la forte résistivité, nettement supérieure à celle du fer pur, qu'on obtient après un temps très long à 67° C. Nous avons précisé ceci en suivant le vieillissement sur des

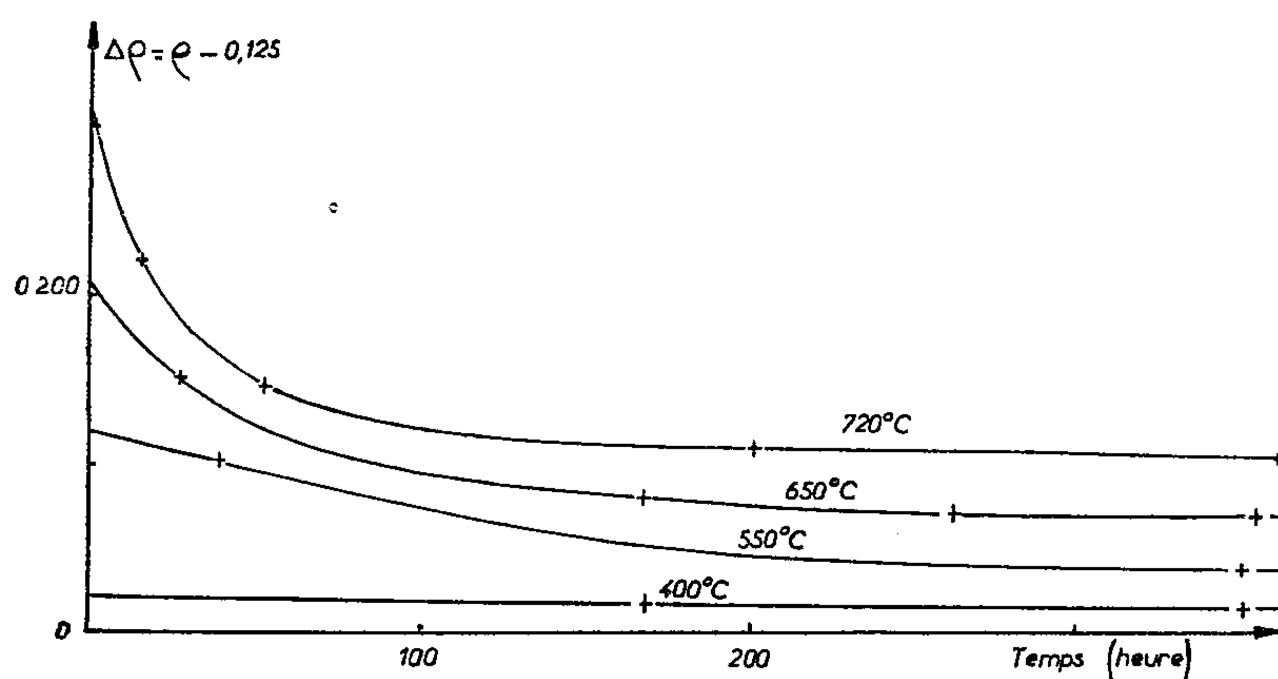


Fig. 3. — Vieillissement à 67° C après des trempes à différentes températures.

échantillons trempés à différentes températures (*fig.* 3). L'excès de résistivité, après un temps très long (ρ^{*} — 0,125), augmente linéairement avec la quantité initiale de carbone dissous qui a précipité (*fig.* 4).

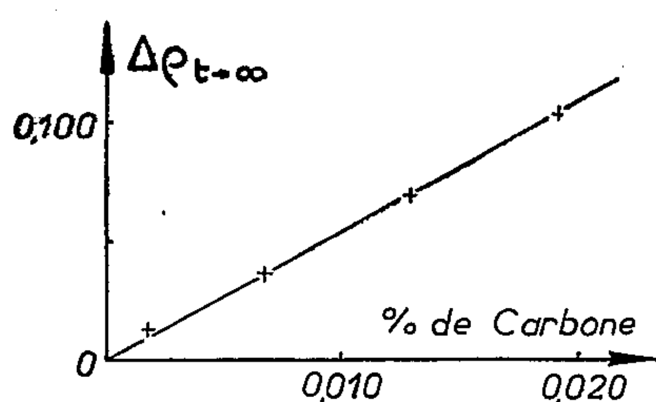


Fig. 4. — Influence de la quantité de carbone précipité sur l'excès final de résistivité.

Nous pensons que, dans ces conditions, la précipitation du carbone se présente sous une forme suffisamment diffuse qui peut agir fortement sur la résistivité électrique et sur les propriétés mécaniques.

Il est possible de faire évoluer, à des températures assez basses, les précipités obtenus après le vieillissement à 67° C. La figure 5 représente des courbes de traction effectuées sur des éprouvettes trempées à 720° C et écrouies de 3,5 %; toutes ont subi un premier vieillissement de 24 h à 67° C; l'éprouvette (*a*) a été tractionnée après ce traitement; les autres, *b*, *c*, *d* et *e*, après un recuit supplémentaire de 24 h à 108, 150, 200 et 300° C. La grandeur Δ, précédemment définie [1], est respectivement de 71, 58, 50, 12 et 0 %.

Les mesures de résistivité donnent des résultats analogues. En fin de

vieillissement à 67° C, l'échantillon trempé à 720° donnait $\rho = 0,227$; après 24 h à 200° C, cette valeur est abaissée à 0,146, puis à 0,135 par un nouveau recuit de 24 h à 300° C.

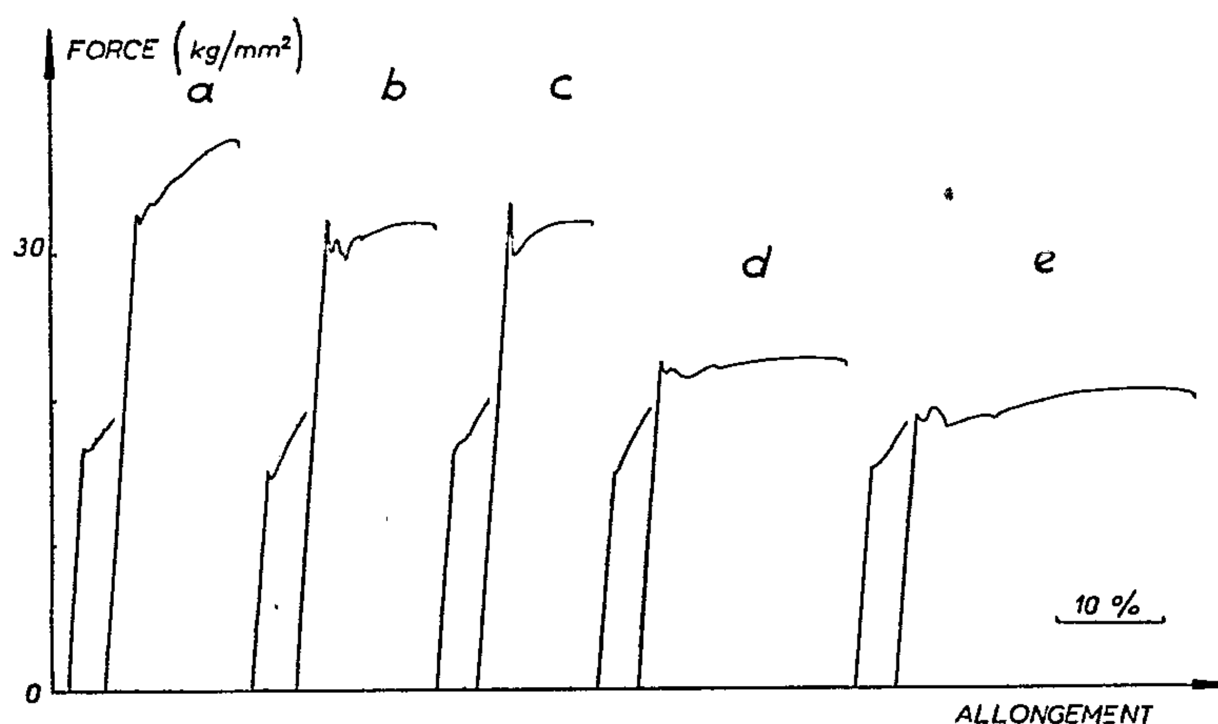


Fig. 5. — Influence sur les propriétés mécaniques d'un recuit, après un vieillissement de 24 h à 67° C.

En conclusion, par mesure de résistivité électrique aux très basses températures, nous avons précisé les résultats déjà obtenus par l'étude des propriétés mécaniques pendant le vieillissement du fer α. Dans ces conditions, nous avons mis en évidence la forme particulière de la précipitation des atomes de carbone dissous, et montré que, par des recuits au-dessous de 200° C, ces précipités évoluent et perdent rapidement leur influence sur les propriétés mécaniques et la résistivité.

(1) B. Migaud et J. Talbot, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1771.
(2) B. Migaud et J. Talbot, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2282.
(3) A. H. Cottrell et B. A. Bilby, *Proc. Phys. Soc.* A, 62, 1949, p. 49.

(*Laboratoire de Vitry du C. N. R. S.*)

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Préparation et polycondensation d'un amino-acide éthylénique : le* N-(ω-*undécènyl*) *amino*-11 *undécanoïque*. Note de MM. **Georges Champetier, Bernard Chauvel** et **Michel Lavalou**, présentée par M. Charles Dufraisse.

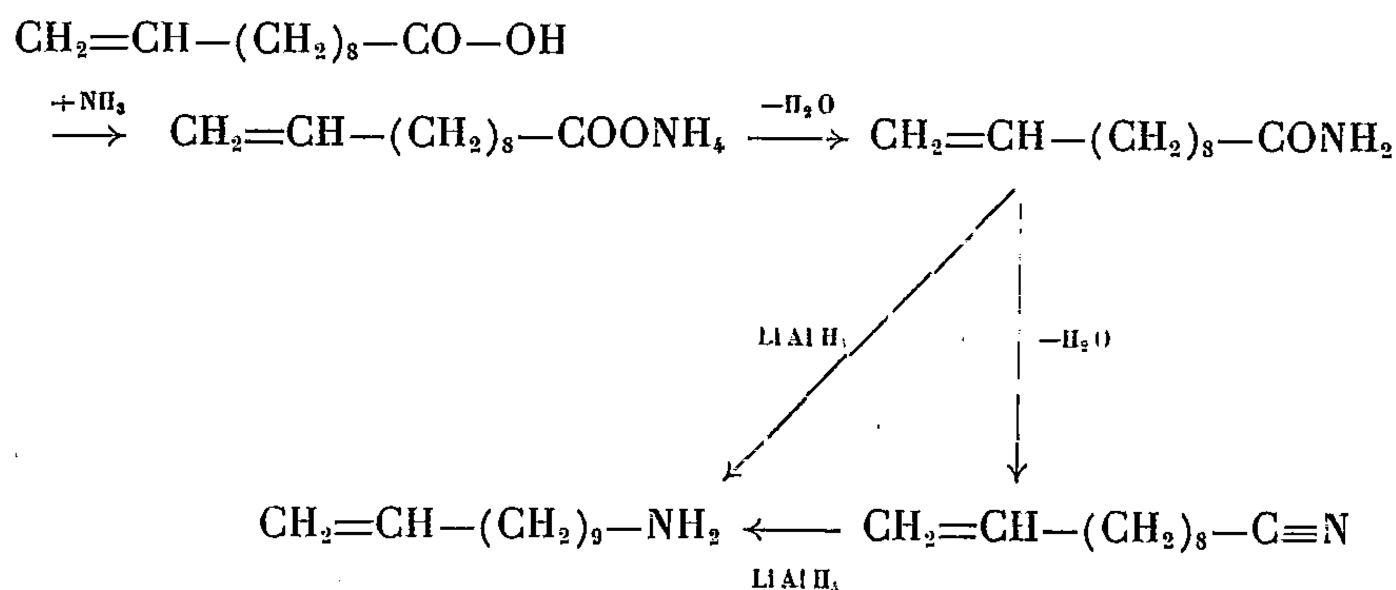
L'undécènamine $CH_2{=}CH{-}(CH_2)_9{-}NH_2$ réagit sur le bromo-11 undécanoïque pour donner l'aminoacide $CH_2{=}CH{-}(CH_2)_9{-}NH{-}(CH_2)_{10}{-}CO_2H$. Par chauffage à 210°, en atmosphère inerte, cet aminoacide se polycondense en formant un polyamide porteur de chaînes latérales insaturées.

Afin d'obtenir des polyamides présentant des chaînes latérales réactives

nous avons entrepris, d'une manière générale, l'étude de l'action des amines primaires, portant des groupements fonctionnels divers, sur le bromo-11 undécanoïque. La polycondensation des amino-11 undécanoïques N-substitués ainsi obtenus, a permis de préparer des polyundécanamides portant des fonctions alcool, des liaisons éthyléniques ou des noyaux aromatiques latéraux ([1]). Toutefois les conditions de la polycondensation (température supérieure à 200°) conduisent dans le cas des dérivés hydroxylés ([2]) à des polymères réticulés, même pour des durées de réaction relativement courtes (1 à 2 h). De même, le N-allyl amino-11 undécanoïque ne permet pas de préparer un polyundécanamide à chaîne latérale éthylénique ([3]), car la double liaison allylique donne également une réticulation trop rapide à la température de polycondensation. Nous avons constaté qu'il n'en est pas de même si, dans la chaîne non saturée substituée sur l'azote de l'amino-11 undécanoïque, la double liaison est suffisamment éloignée de l'azote.

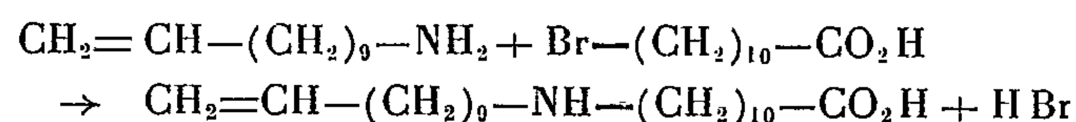
Préparation de l'undécènamine. — Le sel d'ammonium de l'undécène-10 oïque a été préparé par action de l'ammoniac sur l'acide fondu. La déshydratation de ce sel à température croissante (de 100 à 250°) permet de passer à l'amide, puis au nitrile avec de bons rendements (80 à 90 %).

La réduction de l'amide et du nitrile en undécènamine par l'hydrure d'aluminium et de lithium s'effectue avec des rendements respectifs de 60 et 90 %, calculés à partir des produits réductibles.



L'undécènamine a été caractérisée par son dérivé benzoylé F 43°,5-44°,5 (bain d'acide) ([4]). Elle fixe très rapidement le gaz carbonique de l'air et doit être conservée en atmosphère d'azote.

Préparation du N-(ω-undécènyl) amino-11 undécanoïque. — L'amine éthylénique en excès (3,3 moles) réagit sur le bromo-11 undécanoïque (1 mole), sous courant d'azote, à 80°.

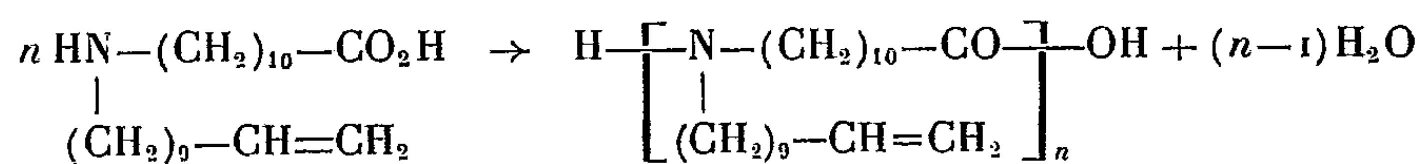


Le produit de la réaction est repris, à chaud, par un mélange, en parties égales, d'eau, d'alcool et d'éther. La cristallisation à 0° fournit 80 % d'aminoacide éthylénique F 105° (bloc Maquenne). Ce produit est purifié par cristallisation dans l'alcool aqueux, puis sublimation sous vide (120° sous 0,01 mm de mercure). Le N-(ω-undécènyl) amino-11 undécanoïque F 120-121° (bloc Maquenne) peut présenter un premier point de fusion à 102-103°.

Analyse : $C_{22}H_{43}O_2N$, calculé %, C 74,73; H 12,26; O 9,05; N 3,96; trouvé %, C 75,21; H 12,28; O 9,21; N 4,11.

L'insaturation a été déterminée par bromatométrie ([5]). Les résultats obtenus coïncident avec les valeurs théoriques, aux erreurs d'expériences près (± 2 %).

Polycondensation. — La polycondensation du N-(ω-undécènyl) amino-11 undécanoïque en N-ω-undécènyl-polyundécanamide s'effectue par chauffage à 210° sous courant d'azote



$$n\,\mathrm{HN}(\mathrm{(CH_2)_9{-}CH{=}CH_2}){-}(\mathrm{CH_2})_{10}{-}\mathrm{CO_2H} \rightarrow \mathrm{H}{-}\left[\mathrm{N}(\mathrm{(CH_2)_9{-}CH{=}CH_2}){-}(\mathrm{CH_2})_{10}{-}\mathrm{CO}\right]_n{-}\mathrm{OH} + (n-1)\,\mathrm{H_2O}$$

Après 20 h de chauffage à cette température, le degré de polymérisation moyen en nombre, déterminé par dosage conductimétrique des groupements terminaux, est de 17. Cette valeur, relativement faible, est normale pour un amino-11 undécanoïque N-substitué ([1]). Le polyamide obtenu est une résine visqueuse, incolore, soluble dans l'alcool, mais donnant cependant quelquefois des dispersions plus ou moins troubles; son aspect est analogue à celui de ses homologues saturés (N-*n*-hexyl-polyundécanamide, par exemple).

La polycondensation, effectuée à 255°, donne des gels élastiques insolubles dans l'alcool ou l'acide formique, même à chaud. Ces polymères sont homogènes et ne présentent pas de bulles incluses dans la masse, ce qui montre que la polycondensation est pratiquement terminée au moment de la gélification.

La température de polycondensation étant trop élevée, il n'a pas été possible de mettre en évidence une action des catalyseurs ou des inhibiteurs classiques de polymérisation, sur la réticulation due à la liaison éthylénique. Ainsi l'addition de peroxyde de benzoyle ne permet pas de réticuler le polymère linéaire préparé par chauffage à 210° (il se forme seulement des produits colorés, solubles dans l'alcool) tandis que la polycondensation à 255° en présence d'un inhibiteur comme la phényl β-naphtylamine donne toujours des gels bruns.

Par contre, le N-(ω-undécènyl) polyundécanamide, chauffé à l'air à 50-100° en présence d'une petite quantité de sel de cobalt se transforme en un gel dû à une réaction de réticulation résultant de la soudure des

chaînes éthyléniques par un mécanisme d'oxydation comparable à celui des huiles siccatives.

La formation exclusive, à la température de 210°, de polyamides linéaires, à chaînes latérales éthyléniques, permet donc d'envisager la possibilité de réactions chimiques, sur la double liaison, conduisant à des polyamides ou à des copolyamides greffés intéressants.

(1) G. CHAMPETIER, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 853; G. CHAMPETIER, M. LAVALOU et J. P. PIED, *Bull. Soc. Chim.* (sous presse).

(2) R. AELION et G. CHAMPETIER, *Bull. Soc. Chim.*, 1949, p. 529.

(3) G. CHAMPETIER et M. LAVALOU, *Bull. Soc. Chim.* (sous presse).

(4) F. KRAFTT et F. TRITSCHLER, *Ber. Chem. deuts. Ges.*, 33, 1900. p. 3581.

(5) H. J. LUCAS et D. PRESSMAN, *Ind. Eng. Chem. Anal. Ed.*, 1938, p. 140.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Sur l'emploi de la transposition allylique généralisée à la détermination des processus de la transposition allylique simple.* Note de MM. **CHARLES PRÉVOST** et **PHILIPPE MIGINIAC**, présentée par M. Paul Pascal.

L'existence d'une fonction univalente négative en conjugaison avec deux doubles liaisons laissait prévoir la possibilité d'une réaction normale et de deux réactions anormales dans les substitutions nucléophiles. L'expérience montre que de telles substitutions ne conduisent guère qu'aux deux dérivés chez lesquels les doubles liaisons sont conjuguées. Ceci amène à reviser les processus de la substitution nucléophile.

Afin de préciser les mécanismes de la transposition allylique, nous avons étudié les substitutions nucléophiles les plus classiques sur des groupes de métamères

(5) $R-CHX-CH=CH-CH=CH_2$,

(3) $R-CH=CH-CHX-CH=CH_2$,

(1) $R-CH=CH-CH=CH-CH_2X$.

Nous avons, jusqu'ici, fait porter nos expériences sur les exemples $R=CH_3$ et $R = H$; dans le second cas, (1) et (5) sont identiques.

Les alcools ($X=OH$) ont seuls pu être isolés sous les trois formes, l'alcool (3) s'obtenant par des méthodes synthétiques et non par des substitutions nucléophiles. Pour toute autre nature de X, les composés n'étaient pas accessibles par d'autres procédés que des substitutions nucléophiles; seuls (1) et (5) ont été préparés à l'état à peu près pur, les dérivés (3) ne se formant généralement qu'en proportion minime et n'étant décelables que par spectrographie infrarouge.

De toute façon le produit de départ est l'alcool (3).

Son éthérification bromhydrique conduit à un produit presque unique

de constitution (1), son éthérification chlorhydrique (PCl_3 + pyridine en évitant soigneusement le milieu acide) n'engendre que des traces de chlorure (3), 20 % de (5), 80 % de (1).

L'hydrolyse du bromure (1), en présence de bicarbonate de sodium conduit, pour R = H, à environ 15 % d'alcool (3) pour 85 % d'alcool (1) et, pour $R = CH_3$, à environ 75 % d'alcool (5) pour 25 % d'alcool (1) avec des traces d'alcool (3).

La condensation du bromure (1) avec C_2H_5MgBr est si complexe que nous ne l'avons étudiée que pour R = H. Il se fait très peu d'éthylation; les heptadiènes ainsi obtenus ($X=C_2H_5$) sont principalement constituées par le carbure (1) avec une trace de carbure (3). Par contre, on observe un échange fonctionnel prépondérant qui conduit finalement à un mélange complexe de carbures en C_{10}, facilement polymérisables, ce qui gêne une rectification soignée; le spectre infrarouge décèle un mélange de tétraènes conjugués et non conjugués comme on pouvait le prévoir. L'extrapolation de ces résultats pour $R = CH_3$ fait prévoir trois diènes et six tétraènes, ce qui rend le problème expérimentalement inextricable.

L'acétate de sodium en milieu acétique engendre avec le bromure (5) environ 60 % d'acétine (5) et 40 % d'acétine (1), l'acétine (3) ne se formant qu'en traces.

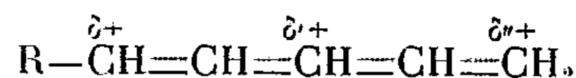
L'acétate d'argent conduit à un mélange de composition différente, mais ne renfermant, lui aussi, que des traces d'acétine (3).

Il résulte de tout ceci que des réactions de natures très différentes : l'hydrolyse et l'action de l'acétate d'argent, considérées comme un mécanisme voisin de SN_p (C^+), l'action de l'acétate de sodium en milieu acétique, considérée comme un mésomécanisme ou comme une concurrence d'acétolyse et de SN_2 (PN), l'action des magnésiens, considérée comme un transfert électronique circulaire, sont toutes très défavorables à l'obtention de dérivé (3).

L'éthérification de l'alcool (3) par PCl_3 ne fournissant guère que les chlorures (1) et (5), on pouvait penser que ce phénomène était dû, dans un mécanisme par transfert électronique circulaire, à la priorité du processus hexagonal sur le processus quadriangulaire; dans cette hypothèse, l'éthérification par PCl_3 des alcools (1) ou (5) eut dû donner en majorité le chlorure (3); or on obtient encore un mélange de chlorures (1) et (5) avec seulement une trace de chlorure (3). Les mélanges obtenus en éthérifiant les alcools (1), (3) et (5) sont différents et diffèrent du mélange en équilibre obtenu par un contact prolongé de l'un d'eux avec une goutte de la solution commerciale de ClH.

De cet ensemble complexe, on peut tirer ces conclusions provisoires.

1° L'ion mésomère :



possède une charge δ' très faible.

2° Le mécanisme hexagonal dans les réactions par transfert électronique circulaire n'a la priorité sur les mécanismes quadrangulaire ou octogonal que si le carbone attaqué dans le processus hexagonal possède une charge suffisante, ce qui ne semble pas être le cas.

Ces conclusions ne sont pas indépendantes. Si la charge en (3) de l'ion mésomère est faible, il doit, d'après ce que l'un de nous a énoncé dans la théorie des mésomécanismes ([1]), en être de même de la charge en (3) dans les complexes intermédiaires intervenant dans le mécanisme cyclique.

3° Les phénomènes de transposition allylique généralisée n'intéressent guère que l'interconversion des dérivés (5) en dérivés (1) ou réciproquement.

4° La conclusion n° 2 nous incite à reviser la notion de transfert électronique circulaire, qui ne serait qu'une représentation commode et non une réalité.

([1]) C. Prévost. *Bull. Soc. Chim.* 1957. p. 1489.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les propriétés et la nature du composé* SiN_2H_2 *préparé par ammonolyse des tétrahalogénures de silicium.* Note de M. **Michel Billy**, présentée par M. Paul Pascal.

Le composé silicié obtenu par ammonolyse de SiX_4 semble être un polymère $(SiN_2H_2)_x$. Il adsorbe facilement l'ammoniac. Les halogénures d'hydrogène réagissent sur lui avec formation du tétrahalogénure de silicium correspondant. Le produit de sa thermolyse est le nitrure amorphe Si_3N_4 qui ne cristallise qu'à haute température.

On sait ([1]) que le seul composé azoté du silicium résultant de la réaction entre l'ammoniac et le tétrachlorure de silicium a pour formule SiN_2H_2. Considéré généralement comme une diimide $Si(NH)_2$, il se présente sous la forme d'une poudre blanche, amorphe, extrêmement hydrolysable. Ses autres propriétés — formation d'un chlorhydrate $Si(NH)_2, 2ClH$ par action du gaz chlorhydrique et d'un produit de dégradation Si_2N_3H par chauffage en courant d'azote à 900° — ne sont connues que par les seules expériences de Blix et Wirbelauer ([2]). Nous avons cherché à préciser la nature de ce composé.

1° *Action de l'ammoniac.* — Il est facile de mettre en évidence les caractères exothermique et réversible de la fixation de l'ammoniac. En effet, si l'on introduit un volume connu de ce gaz dans une enceinte jaugée contenant une quantité donnée du composé SiN_2H_2 sous vide, on note une absorption rapide accompagnée d'un dégagement de chaleur. Par extraction sous vide de gaz NH_3

on observe au contraire un refroidissement très net. Ces phénomènes sont reproductibles et l'ammoniac fixé n'est fonction que de la pression pour une même température et une même quantité de substance.

Nous avons étudié la quantité d'ammoniac fixé en fonction de la pression d'équilibre à différentes températures inférieures à 20° et sommes arrivés aux conclusions suivantes :

a. Le système du second ordre $NH_3 - SiN_2H_2$ est divariant. Il n'y a donc pas formation d'une phase nouvelle correspondant à une combinaison définie plus riche en azote que la forme SiN_2H_2.

b. Le phénomène obéit aux lois de l'adsorption.

c. La saturation de tous les groupements polaires du composé SiN_2H_2 est obtenue lorsque la quantité d'ammoniac adsorbée est dans le rapport $NH_3/SiN_2H_2 = 1$.

En conséquence, l'adsorption de l'ammoniac serait seule compatible avec la représentation cyanamide $NSi - NH_2$. C'est à ce phénomène d'adsorption qu'il faut rapporter la divergence entre les résultats des auteurs antérieurs sur l'existence de composés plus riches en azote issus de la réaction des deux composés $SiCl_4$ et NH_3.

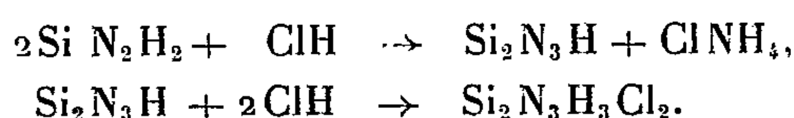
2° *Action du gaz chlorhydrique.* — A température ambiante, la réaction du système $HCl - SiN_2H_2$ est exothermique et débute violemment; mais elle évolue ensuite très lentement pendant trois jours environ. Le produit de la réaction ne contient alors que du chlorure d'ammonium : le silicium a donc été éliminé sous forme d'un composé volatil. Nous avons pu montrer par condensation des gaz résiduels qu'il s'agissait du tétrachlorure de silicium. Le gaz chlorhydrique absorbé, les quantités des molécules $SiCl_4$ et $ClNH_4$ formées par rapport à SiN_2H_2 sont reliés par l'équation :



$$SiN_2H_2 + 6ClH \rightarrow SiCl_4 + 2\,ClNH_4.$$

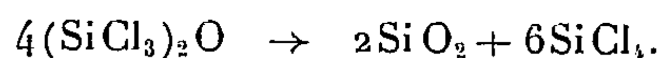
L'étude du système à basse température (— 79°) montre que cette réaction se fait en deux temps, le tétrachlorure de silicium n'apparaissant très lentement qu'après une fixation instantanée de gaz chlorhydrique dans le rapport $ClH/SiN_2H_2 = 1,5$.

Le produit de la réaction primaire est une poudre blanche contenant du chlorure d'ammonium et un composé silicié amorphe aux rayons X qui s'hydrolyse rapidement avec formation de silice, chlorure d'ammonium et ammoniac. Les résultats de nos observations pour des quantités de gaz chlorhydrique introduites $ClH/SiN_2H_2 < 1,5$ montrent que cette première phase de la réaction doit être considérée comme le résultat d'une désammination de la molécule SiN_2H_2 suivie d'une fixation de ClH sur le produit formé :



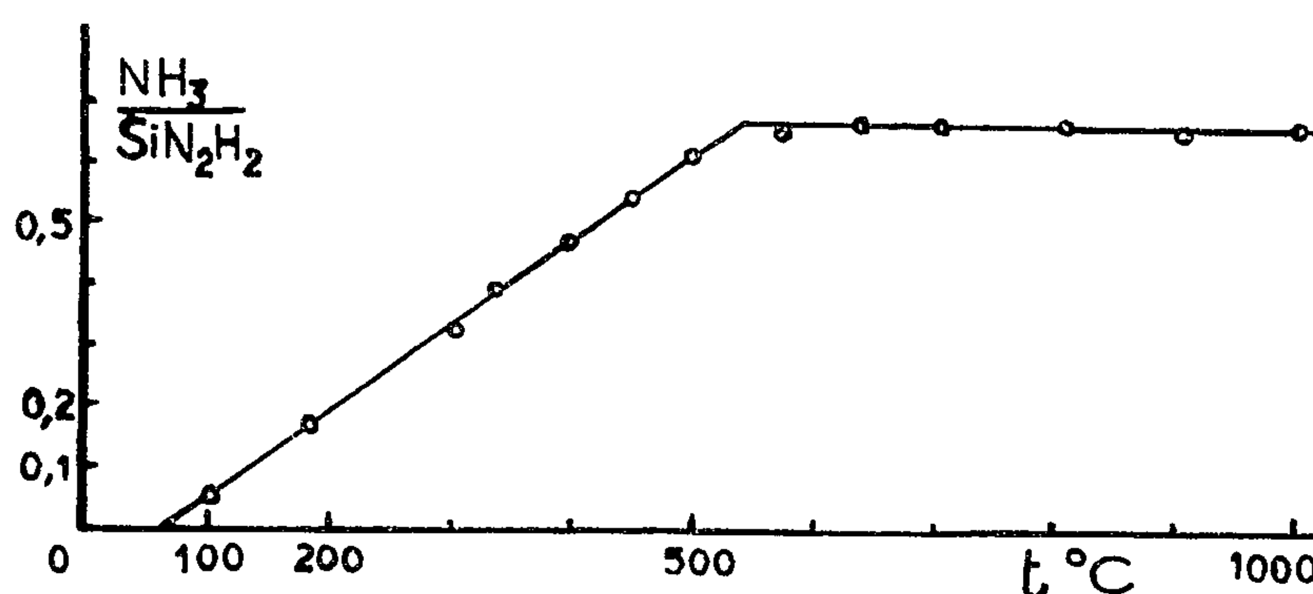
$$2SiN_2H_2 + ClH \rightarrow Si_2N_3H + ClNH_4,$$
$$Si_2N_3H + 2ClH \rightarrow Si_2N_3H_3Cl_2.$$

Le mécanisme de la chloruration dans le second temps est certainement complexe. En effet, nous avons pu mettre en évidence la formation d'un produit intermédiaire, liquide de faible tension de vapeur à la température ordinaire, dont la similitude est frappante avec l'hexachlorodisilazane $(SiCl_3)_2NH$ trouvé récemment [3] dans les produits d'ammonolyse partielle du tétrachlorure $SiCl_4$. Il est vraisemblable que celui-ci se forme par décomposition de ce terme intermédiaire suivant un processus identique à celui de la décomposition de l'hexachlorodisiloxane [4]



$$4(SiCl_3)_2O \rightarrow 2SiO_2 + 6SiCl_4.$$

3° *Décomposition thermique.* — Les résultats de la décomposition isotherme de SiN_2H_2 en atmosphère d'azote ont été rapportés sur la figure ci-dessous. L'ammoniac dégagé a été déterminé par alcalimétrie et contrôlé par la perte de poids et l'analyse du produit de pyrolyse.



On voit que la décomposition de la molécule SiN_2H_2 débute à 75° et que le dégagement de l'ammoniac peut être représenté par une fonction linéaire de la température dans l'intervalle 75-550°. Le palier obtenu aux températures supérieures correspond au rapport $NH_3/SiN_2H_2 = 2/3$. Le seul terme stable de la pyrolyse de la molécule SiN_2H_2 *à l'état pur* est donc un composé exempt d'hydrogène, Si_3N_4, amorphe aux rayons X, mais qui cristallise très lentement par recuisson en atmosphère d'azote à 1 450°. Son diagramme X est alors identique à celui du nitrure Si_3N_4 préparé par action directe de l'azote ou de l'ammoniac sur le silicium [5].

En résumé, nous avons montré la formation du nitrure de silicium amorphe Si_3N_4 par décomposition thermique de la combinaison SiN_2H_2. On l'obtient en passant par une série de composés intermédiaires mal définis et tous amorphes. L'édifice de tels composés est certainement complexe : polyamides ou imides sous forme de chaînes ou de cycles. Dans ces conditions, il est difficile de considérer le terme initial de la thermolyse comme une molécule simple à représentation diimide $HN{=}Si{=}NH$ ou même cyanamide $NSi{-}NH_2$.

Seule une formule condensée $(SiN_2H_2)_x$ peut sûrement lui être attribuée, la représentation la plus probable, compatible avec les résultats de l'adsorption de l'ammoniac, étant $\left[\begin{array}{c}-N{=}Si-\\ |\\ NH_2\end{array}\right]_x$.

(1) M. Billy, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 137.

(2) M. Blix et W. Wirbelauer, *Ber.*, 36, 1903, p. 4220.

(3) W. C. Schumb et H. Towle, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 6085.

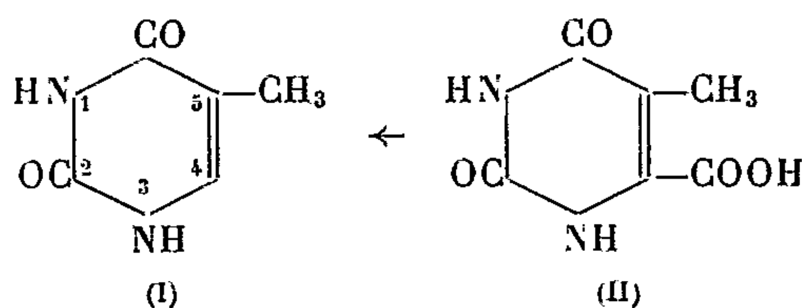
(4) A. Stock, C. Somiesky et R. Wintgen, *Ber.*, 50, 1917, p. 1754.

(5) J. Lamure et M. Billy, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1931.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une nouvelle synthèse de la thymine.* Note (*) de MM. **Ariel Guyot** et **Charles Mentzer**, présentée par M. Marcel Delépine.

La thymine peut être obtenue aisément par décarboxylation de l'acide méthyl-orotique dont la synthèse avait été décrite dans une Note antérieure (1). Le procédé préconisé peut être généralisé à l'obtention de plusieurs analogues structuraux non encore décrits de l'uracile.

La thymine, ou méthyl-5 uracile (I) est l'un des constituants fondamentaux



de la molécule d'acide désoxyribonucléinique dont le rôle en génétique est maintenant bien établi. Jusqu'ici ce composé avait été obtenu le plus souvent par hydrolyse des nucléines provenant de noyaux cellulaires, mais on en connaît également plusieurs synthèses. En 1925, Rupe (2) l'a préparée en partant de la N-(α-cyanopropionyl) urée, par réduction, cyclisation et hydrolyse, et le procédé préconisé par cet auteur a été par la suite généralisé à des homologues par Johnson (3). Une autre méthode consiste à réduire l'α-éthoxalyl-propionate d'éthyle en ester β-méthyl-malique correspondant et à condenser ce dernier avec de l'urée en milieu déshydratant (4).

L'un d'entre nous, en collaboration avec Mlle D. Billet (1) ayant eu la possibilité, il y a quelques années, de mettre au point une méthode très simple de préparation de l'acide thymine-carboxylique-4 (acide méthyl-orotique) (II), nous avons pensé que la décarboxylation de cet acide devait nous permettre d'accéder aisément au produit cherché. Cependant les premiers essais effectués dans cette voie n'avaient abouti qu'à des échecs. En effet la liaison qui relie le

carbone du —COOH au noyau présente une stabilité du même ordre que celle qu'on rencontre dans les acides aromatiques du type benzoïque. Finalement des résultats positifs ont pu être obtenus en suivant la technique maintenant classique, qui consiste à chauffer la molécule à décarboxyler en présence de cuivre et au sein de la quinoléine à 238°. Cette technique a d'ailleurs été appliquée tout récemment par Atkinson ([5]) à la préparation de l'uracile en partant de l'acide orotique. Divers homologues de la thymine ont pu être synthétisés suivant un procédé analogue, et l'étude des nouveaux composés ainsi obtenus, qui sont des analogues de l'uracile, font l'objet de la thèse de l'un de nous ([6]).

PARTIE EXPÉRIMENTALE. — *Acide méthyl-5 orotique :* $C_6H_6O_4N_2$. — 1 g de carbéthoxy-éthylidène hydantoïne précédemment décrite ([1]) est chauffé au reflux pendant trois heures ([7]) en présence de 1 g de potasse dissoute dans 15 ml d'eau.

Après refroidissement et acidification au moyen d'acide chlorhydrique concentré, l'acide méthyl-orotique précipite. Il est recristallisé deux fois dans l'eau, puis séché à l'étuve à 100° sous vide.

Rdt 72 %. F inst 327° au bloc Maquenne. Maximum d'absorption dans l'ultra violet : 280 mμ.

Thymine : $C_5H_6O_2N_2$. — 0,4 g d'acide méthyl-orotique sont chauffés au bain métallique en présence de 0,09 g de poudre de cuivre réduit et au sein de 4 ml de quinoléine fraîchement distillée, au reflux pendant 1 h. Après refroidissement, le produit de la réaction est additionné de 10 ml de soude 2 N, et le mélange obtenu est lavé à l'éther en vue d'éliminer la quinoléine. Le liquide aqueux est ensuite filtré puis acidifié et extrait pendant 3 h à l'acétate d'éthyle qui dissout le corps cherché. L'acide méthyl-orotique non transformé est éliminé par lavage au moyen d'une solution saturée de bicarbonate de sodium et la phase organique est évaporée à sec. Le résidu est repris par l'eau et recristallisé deux fois dans l'alcool.

Rdt 120 mg (40 % de la théorie); calculé %, C 47,62; H 4,8; trouvé %, C 47,52; H 4,96.

R_f = 0,8 (tache fluorescente aux ultraviolets) dans un mélange de butanol acide formique, eau (77-13-10). Spectre ultraviolet : maximum à 268 mμ.

Ces propriétés sont conformes à celles qui sont décrites dans la littérature ([4]).

Éthyl-5 uracile ([8]) $C_6H_8O_2N_2$. — Ce composé a été obtenu par décarboxylation de l'acide éthyl-5 orotique, suivant la technique précédemment décrite. Il sublime sans fondre à 300°; calculé %, C 51,42; H 5,75; trouvé %, C 51,27; H 5,67.

Spectre ultraviolet identique à celui de la thymine.

Des conditions opératoires légèrement différentes nous ont permis d'accéder

également aux corps mentionnés dans le tableau suivant, par décarboxylation des acides orotiques correspondants.

Structure de l'uracile obtenu.	F (°C).	C %. Calculé.	C %. Trouvé.	H %. Calculé.	H %. Trouvé.	Rdt (%).
N_1 phénylthymine..........	256	65,33	65,13	4,98	5,38	71,5
N_1 phényl-éthyl-5 uracile...	217	66,65	66,70	5,59	5,65	66
N_1 phényl-*n*butyl-5 uracile..	147	68,83	68,92	6,60	6,74	71

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) MENTZER et Mlle BILLET, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 402.

(2) RUPE, *Helv. Chim. Acta*, 8, 1925, p. 850.

(3) JOHNSON et BERGMAN, *J. Amer. Chem. Soc.*, 55, 1933, p. 1733.

(4) HENRY W. SCHERP, *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 912.

(5) R. N. WARRENER-ATKINSON, *Chem. Soc.*, 1957, p. 2363.

(6) A. GUYOT, *Thèse d'Ingénieur-Docteur*, Lyon (sous presse).

(7) Le temps de chauffage (2 mn) indiqué dans la publication antérieure (1) est en réalité trop court et n'aboutit pas à des résultats constants. C'est pour cette raison que nous avons été amenés à prolonger l'ébullition pendant 3 h.

(8) Cette substance avait été préparée en 1955 par Burckhalter (9) en partant de l'α-formylbutyrate d'éthyle, suivant une méthode entièrement différente de la nôtre.

(9) BURCKHALTER et SCARBOROUGH, *J. Amer. ph. Ass.*, 44, 1955, p. 545.

(*Laboratoire de Chimie biologique*, 93, *rue Pasteur*, *Lyon*.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'α-cyanostyrolène*. Note (*) de MM. **JEAN COLONGE**, **JACQUES DREUX** et **JEAN-PIERRE REGEAUD**, présentée par M. Marcel Delépine.

On établit la constitution du dimère de l'α-cyanostyrolène; on montre, en outre, qu'on peut obtenir le dinitrile diphénylglutarique par condensation du cyanure de benzyle avec le formaldéhyde.

L'α-cyanostyrolène ou méthylène-2 phényléthanenitrile (I) se prépare aisément en simplifiant le procédé de Newey et Erickson (1) : on traite 1 mole de cyanure de benzyle par 1,1 mole de « trioxyméthylène », en présence de potasse alcoolique; la réaction étant amorcée par chauffage et l'α-cyanostyrolène distillé; Rdt 72 %.

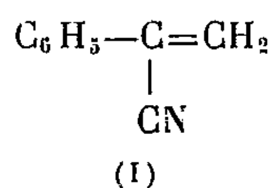
Parmi ses propriétés, il convient de mentionner sa dimérisation par réaction de Diels et Adler et son rôle de réactif électrophile dans la réaction de Michael.

Pour la constitution de son dimère, les structures (II), (III) et (IV) ont été proposées. Newey et Erickson (1) hésitèrent entre (II) et (III). Pour lever cette indétermination, nous avons procédé à une série d'opérations conduisant successivement à un diacide (V), puis au phényl-1 tétrahydronaphtalène (VI) et enfin à l'α-phénylnaphtalène (VII). L'analyse, le point de fusion et le spectre

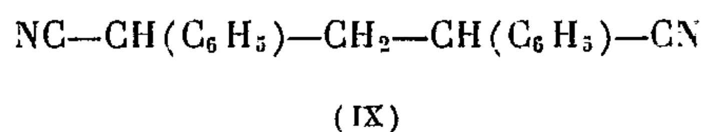
infrarouge de cet hydrocarbure concordent avec ceux de l'α-phénylnaphtalène synthétique obtenu à partir du benzène et de l'α-chloronaphtalène, selon Chattaway ([2]).

Le dimère de l'α-cyanostyrolène répond donc bien à la formule (II); sa formation résulte d'une synthèse diénique entre une première molécule de cyanostyrolène (philodiène) et une deuxième molécule dans laquelle une double liaison du noyau, conjuguée à la double liaison extranucléaire, entre en jeu comme cela a déjà été observé sur quelques composés aromatiques.

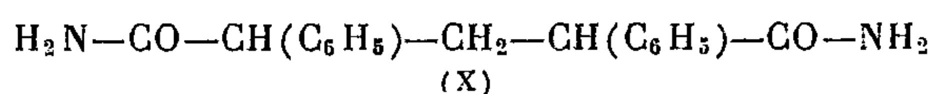
Il était, d'autre part, intéressant d'étendre à l'α-cyanostyrolène les réactions d'addition du type Michael, en particulier essayer d'additionner le cyanure de benzyle. Cette addition a lieu et conduit, suivant les quantités de potasse alcoolique utilisée comme catalyseur, soit au dinitrile α.α'-diphénylglutarique (IX), soit, par suite d'une hydratation, au diamide α.α'-diphénylglutarique (X). Toutefois, pour préparer le nitrile (IX), il est plus avantageux de condenser directement deux moles de cyanure de benzyle avec une mole de « trioxyméthylène », en présence de potasse alcoolique.



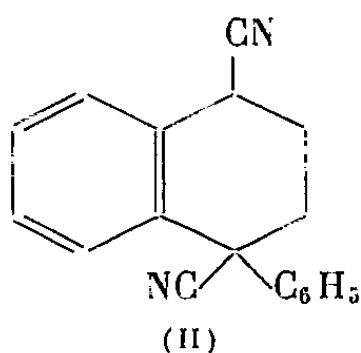
(I)



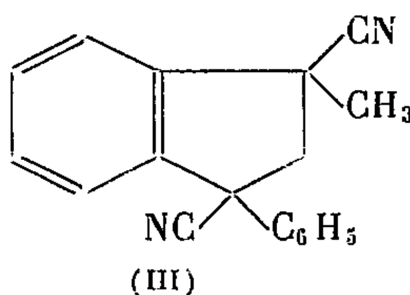
(IX)



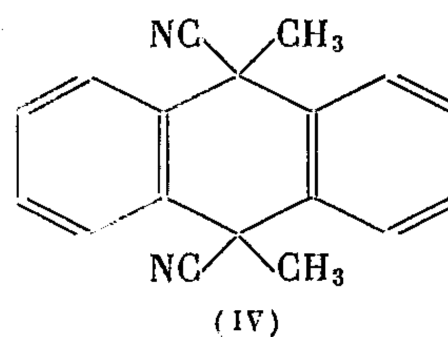
(X)



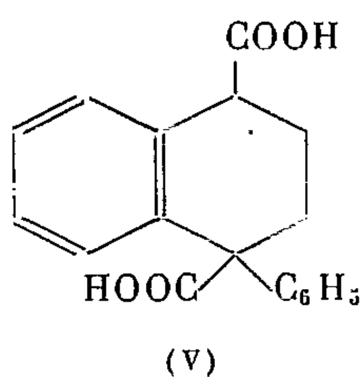
(II)



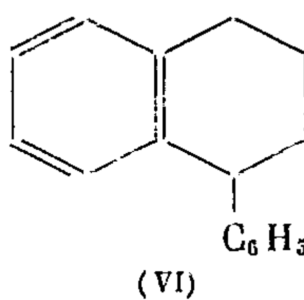
(III)



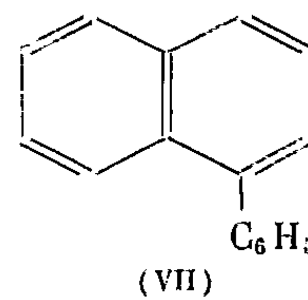
(IV)



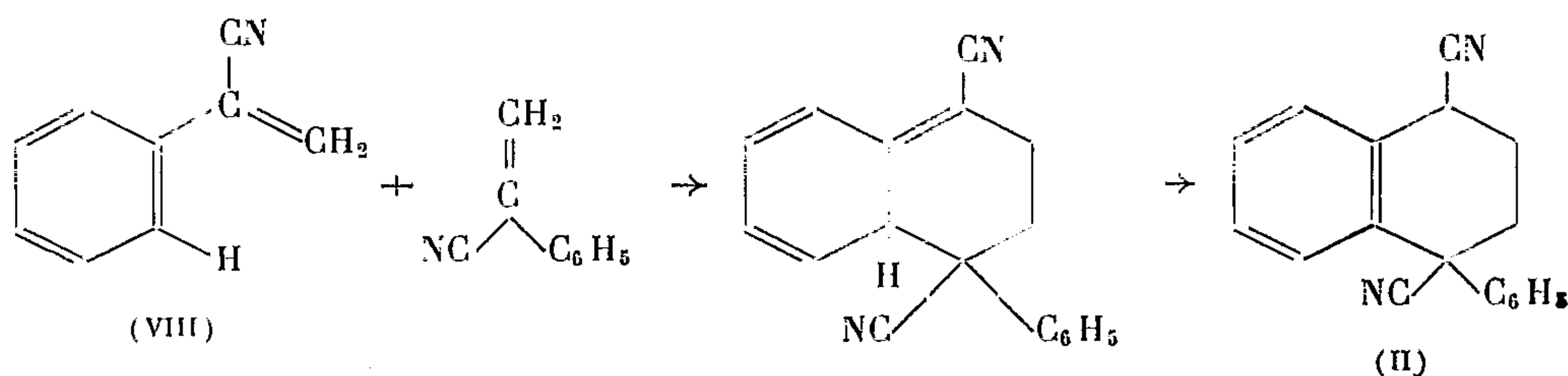
(V)



(VI)



(VII)



(VIII) (II)

Phényl-1 dicyano-1.4 tétrahydro-1.2.3.4 naphtalène $C_{18}H_{14}N_2$ (II). — Le cyanostyrolène est abandonné à la température de 20° pendant deux mois; Rdt 100 % ; solide, F 63° (alcool méthylique), en accord avec ([1]).

Phényl-1 tétrahydro-1.2.3.4 naphtalène dicarboxylique-1.4 $C_{18}H_{16}O_4$ (V). — Le composé (II) est hydrolysé par chauffage pendant 2 h avec de l'acide sulfurique concentré. Solide, F 236° (eau-acide acétique), en accord avec ([1]).

Phényl-1 tétrahydro-1.2.3.4 naphtalène $C_{16}H_{16}$ (VI). — Décarboxylation de (V) par chauffage à 500° avec de la chaux sodée; Rdt 53 %. Liquide $É_{20}$ 195°, composé déjà signalé par Treibs ([3]).

Phényl-1 naphtalène $C_{16}H_{12}$ (VII). — Déshydrogénation sur soufre de (VI) et purification par chromatographie sur alumine; Rdt 67 %. Masse cireuse se liquéfiant totalement à 45°.

Dinitrile α.α'-diphénylglutarique $C_{17}H_{14}N_2$ (IX). — Rdt 36 % ; solide, F 66°, en accord avec Zelinsky ([4]).

Diamide α.α'-diphénylglutarique $C_{17}H_{18}O_2N_2$ (X). — Solide, F 155° (éther de pétrole).

Les auteurs poursuivent leur étude d'addition de réactifs sur le cyanostyrolène.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

([1]) Newey et Erickson, *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 5645.

([2]) Chattaway, *Chem. Soc.*, 63, 1893, p. 1185.

([3]) Treibs et coll., *Ber.*, 86, 1953, p. 616.

([4]) Zelinsky et Feldmann, *Ber.*, 22, 1889, p. 3292.

(*Faculté des Sciences, Chimie organique, Lyon.*)

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Analyse directe d'un ensemble de réflexions produit par des empilements non équidistants de feuillets d'hydroxyde de nickel,* Note de Mme **Jacqueline Longuet-Escard** et M. **Jacques Mering**, présentée par M. Charles Mauguin.

L'analyse de Fourier de la fonction d'interférence (00*l*), mesurée sur des empilements de feuillets non équidistants, permet de déterminer l'espacement anormal D, causé par l'emprisonnement, entre deux particules accolées par leurs faces (001), d'ions étrangers adsorbés sur ces faces.

L'hydroxyde de nickel fraîchement précipité se présente sous la forme d'une suspension de particules cristallines plates d'environ 50 Å de diamètre, et d'une à deux dizaines d'angströms d'épaisseur. En l'absence de base libre résiduelle, la surface de ces particules cristallines (que nous appellerons particules primaires) adsorbe un excès d'ions Ni, dont la charge est compensée par son équivalent en anions du sel utilisé dans la

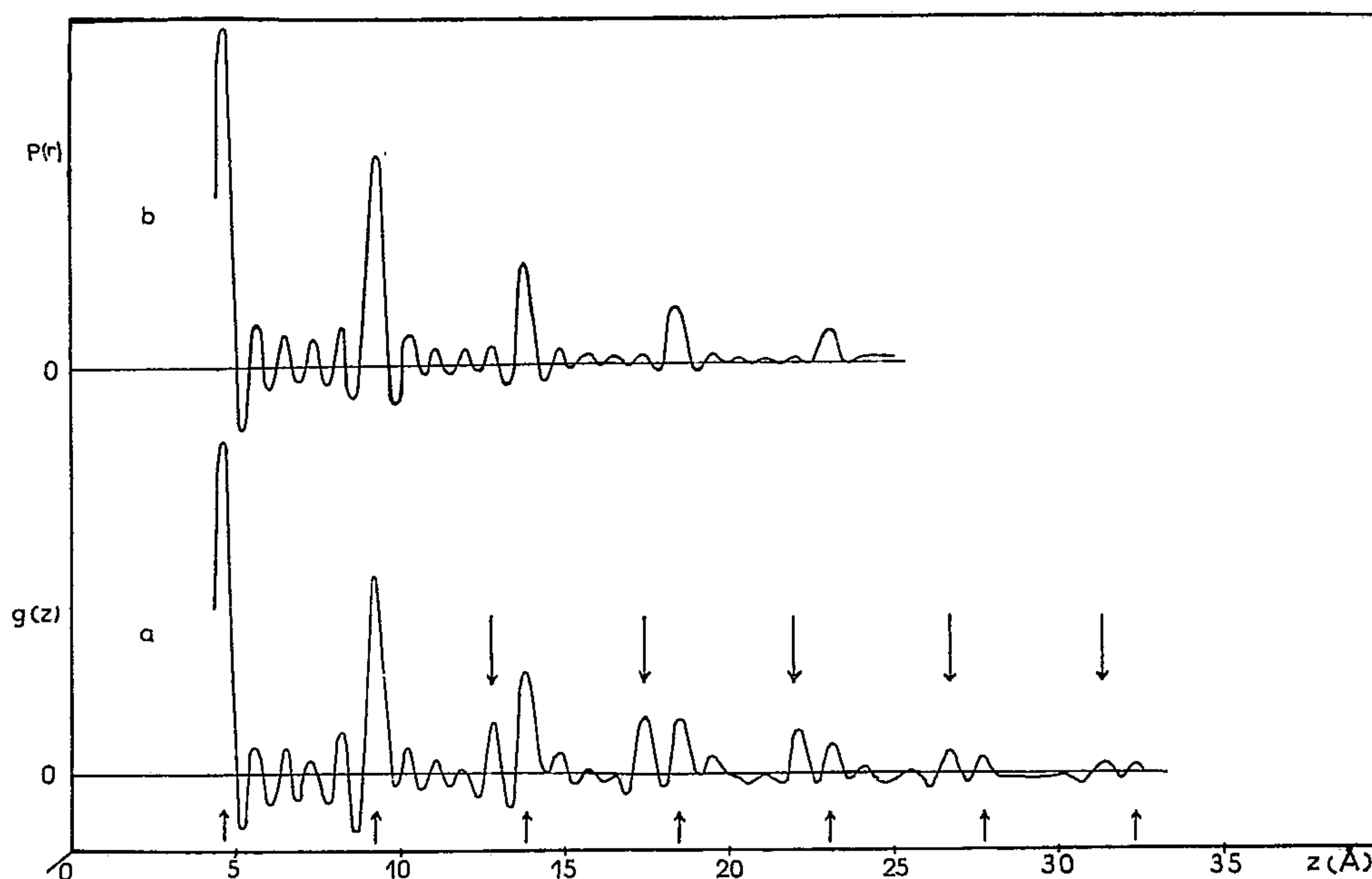
précipitation. Cette double couche ionique adsorbée conditionne le processus de la croissance cristalline, qu'on observe au cours du vieillissement des suspensions. La croissance s'opère par *fusionnement* des particules primaires, à la fois en diamètre et en épaisseur ([1]). Dans la croissance en épaisseur, les particules primaires s'accolent par leurs faces (001), en emprisonnant les ions adsorbés : il en résulte la formation d'un empilement de couches de $Ni(OH)_2$ comportant, à côté de l'espacement normal ($d_{001} = 4,6$ Å), un espacement anormal D, correspondant à l'encombrement des couches ioniques emprisonnées ([2]), ([3]), qui ne recouvrent d'ailleurs qu'une fraction de la surface de chaque face. Il se produit ensuite une désorption du « sel » emprisonné, et les deux particules accolées tiennent au contact l'une de l'autre, puis se réarrangent en une cristallite unique, qui fusionne à son tour avec d'autres particules primaires de la suspension. Les empilements décrits (nous les appellerons particules secondaires) sont peu nombreux en suspension, mais constituent la totalité de la substance recueillie par séchage. Ainsi, l'étude aux rayons X de la substance séchée — à un stade donné du vieillissement — permet d'obtenir des indications sur la structure des particules secondaires, représentant le premier stade du fusionnement en épaisseur.

Les particules primaires associées dans une particule secondaire sont parallèles, mais non ordonnées l'une par rapport à l'autre. Par conséquent, les faisceaux diffusés par les particules primaires n'interfèrent entre eux que le long de la rangée (00 l). Ainsi l'analyse des réflexions (hkl) avec h et $k \neq 0$ donne des renseignements statistiques sur la constitution des particules primaires. Elle fournit les probabilités P_n de deux couches élémentaires séparées par n fois l'espacement normal (4,6 Å) d'être ordonnées entre elles. La détermination des P_n est aujourd'hui un procédé courant : il a été appliqué à l'hydroxyde de nickel ([2]), ([3]), et à des carbones partiellement graphités ([4]), ([5]).

La rangée (00 l) renseigne sur la constitution des particules secondaires. Son analyse est celle d'un ensemble de réflexions, dont le profil et les positions traduisent l'effet simultané d'un désordre et de la taille limitée des domaines cohérents. La méthode d'analyse de Warren et Averbach ([6]) s'applique au cas où les espacements présents diffèrent assez peu entre eux pour que l'effet de moyenne se traduise par un ensemble de réflexions rationnelles, c'est-à-dire équidistantes dans le domaine observable de l'espace réciproque. Dans le cas de l'hydroxyde de nickel peu vieilli, les réflexions (00 l) sont irrationnelles, diffuses et non symétriques; elles ne peuvent pas être considérées comme des ordres successifs de réflexion sur des plans d'une certaine équidistance *moyenne*. Ce fait signifie que les espacements présents diffèrent considérablement entre eux; la méthode de Warren et Averbach n'est donc pas applicable. La seule méthode

d'analyse directe possible est celle de la transformation de Fourier de la diffusion le long de la rangée (00 l), considérée dans son ensemble.

L'application a été faite sur un échantillon d'hydroxyde de nickel, précipité à partir du chlorure, et vieilli 8 jours. Par sédimentation de la substance, on a pu obtenir des agrégats assez fortement orientés, ce qui permit de déterminer avec précision la forme, la position et l'intensité des cinq premières réflexions irrationnelles.



Soient $I_{00l}(s)$ l'intensité mesurée pour $s = 2 \sin \theta/\lambda$, et $F_{00l}(s)$ le facteur de structure (connu) de l'hydroxyde de nickel. La courbe (a) de la figure est la transformée de Fourier $g(z)$ de la fonction d'interférence

$$G_{00l}(s) = \frac{I_{00l}(s)}{|F_{00l}(s)|^2},$$

représentant l'ensemble des cinq réflexions observées. Notons de suite que I et G sont des fonctions continues dont le « fond » (intensité aux points éloignés des maxima d'interférence) faible mais non négligeable, échappe à la photométrie par suite de l'orientation imparfaite des agrégats. Cette omission du fond conduit à fausser la transformée $g(z)$ au voisinage immédiat de l'origine. Ainsi $g(z)$ ne peut pas être normé. D'autre part, la fonction $G_{00l}(s)$ ne manifeste pas de périodicité dans le domaine explorable limité à $s_{max} = 1{,}2$ Å^{-1}; ceci oblige à limiter l'inversion de Fourier à ce domaine, et introduit des pics de diffraction et un élargissement des pics principaux.

La transformée $g(z)$ présente des maxima équidistants de 4,6 Å (marqués par les flèches inférieures), que nous appellerons maxima normaux, et qui correspondent aux feuillets équidistants des empilements. Leur présence apporte une vérification de la précision des photométries, puisque la position des réflexions observées ne permet pas de déduire cette équidistance par l'application de la loi de Bragg. Quant aux maxima anormaux (correspondant à l'espacement anormal), ils semblent *a priori* difficiles à distinguer des maxima de diffraction. Cette difficulté peut être levée en remarquant qu'il est possible de calculer l'effet de diffraction introduit par la même valeur limite de s, dans le cas d'une distribution ne comportant que les maxima normaux, de même valeur que ceux de la courbe (a). On obtient ainsi la courbe (b) de la figure. La comparaison des deux courbes permet d'identifier les maxima anormaux : ils sont marqués par les flèches supérieures sur la courbe (a). Le premier maximum se situe à $z = D = 12{,}8$ Å, et représente la mesure de l'espacement anormal de l'empilement. La différence entre ce chiffre et l'épaisseur Van der Waals d'un feuillet de $Ni(OH)_2$, soit 5,1 Å, est de 7,7 Å. Cette valeur est un peu supérieure à l'épaisseur d'encombrement de deux couches d'ions Cl, mais la différence peut être attribuée à la présence d'ions Ni adsorbés. Les autres maxima anormaux se situent à des distances égales à D, majoré des multiples entiers de d_{001}. Cette distribution indique que l'intervalle d'espacement anormal est toujours isolé entre deux espacements normaux.

(1) O. BAGNO, *Thèse*, Paris, 1957.
(2) J. LONGUET-ESCARD et J. MERING, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1683.
(3) J. LONGUET-ESCARD et J. MERING, *J. Chim. Phys.*, 51, 1954, p. 440.
(4) C. R. HOUSKA et B. E. WARREN, *J. Appl. Phys.*, 25, 1954, p. 1503.
(5) J. MAIRE et J. MERING, *Chem. and Ind.* (sous presse).
(6) WARREN et AVERBACH, *J. Appl. Phys.*, 21, 1950, p. 595.

(*Laboratoire Central des Services chimiques de l'État.*)

GÉOLOGIE. — *Sur la microstructure des éléments horizontaux chez* Heliolites *Dana*. Note (*) de M. **JEAN LAFUSTE**, présentée par M. Charles Jacob.

Le squelette des formes appartenant au genre *Heliolites* Dana est composé d'éléments verticaux continus (parois des tubes calicinaux et des tubes coenenchymaux), et d'éléments horizontaux (planchers de ces deux catégories de tubes).

Il est établi depuis les travaux de Lindström (1) que les éléments verticaux ont une microstructure fibreuse : En coupe longitudinale ils ont un aspect caractéristique en « barbes de plume », les fibres divergeant

vers le haut et l'extérieur de l'élément considéré. Par contre, les éléments horizontaux n'ont jamais donné lieu à une description bien précise. C'est uniquement la constitution de ceux-ci qui sera envisagée ici.

Le matériel étudié consiste en de nombreuses colonies de *Heliolites interstinctus-decipiens* (Silurien de Gothland et d'Angleterre), *H. porosus* (Dévonien inférieur, Maroc, Bohème, France, Allemagne), *H. Murchisoni* (Silurien d'Angleterre) et *H. cf. bohemicus* (Silurien d'Angleterre). De nombreuses plaques minces y ont été taillées.

D'une manière très générale les structures horizontales apparaissent à de faibles grossissements comme des lignes noirâtres, plus ou moins épaisses et tachetées, sans limites bien nettes. A un plus fort grossissement (× 80, par exemple) on reconnaît un nuage de granulations noires, de taille et de forme irrégulières, plus denses dans le plan médian. Dans cette zone granuleuse la calcite est cristallisée en plages plus réduites qu'au centre des espaces compris entre deux planchers successifs.

La continuité des limites de certains cristaux de calcite d'un espace intertabulaire au suivant, à travers le plancher qui les sépare, montre bien qu'il y a eu recristallisation. C'est sans doute à ce processus qu'il faut attribuer l'agglomération et la migration de la matière foncée que les auteurs s'accordent à regarder comme de la matière organique résiduelle. Cette recristallisation entraîne évidemment la disparition des structures fines originelles.

Nous avons cependant rencontré dans certaines plaques minces des régions moins cristallisées qui permettent une observation plus précise.

Un plancher y apparaît formé de trois couches :

a. Une lamelle médiane, à bord bien nets, de teinte grisâtre, probablement ([2]) assez chargée en substratum organique; la teinte n'est pas absolument uniforme, mais nous n'avons pas pu déceler de différenciation franche. Son épaisseur varie de 10 à 50 μ au maximum.

b. De part et d'autre de la lamelle médiane, deux zones de taches plus ou moins foncées; ces deux zones épaisses de 30 à 75 μ, où n'apparaît pas non plus de différenciation nette, renferment la majeure partie des granulations noirâtres. Elles paraissent toujours en partie recristallisées.

Tout le matériel rapporté au genre *Heliolites* est fortement calcifié. Seuls quelques spécimens de Dudley et Wenlock (Silurien d'Angleterre) présentent à la partie tout à fait périphérique des colonies, des calices remplis d'une fine gangue argilo-arénacée : Les planchers sont ainsi observables dans leur disposition primitive; leur épaisseur est d'un dixième de millimètre environ. On peut en déduire, comme l'observation des plaques minces le suggère, que les planchers comportent originellement les trois couches décrites plus haut.

Toutefois un échantillon de *H. porosus* de Gerolstein (Allemagne) a montré des cristaux de calcite du remplissage intertabulaire qui s'appliquent

directement sur la lamelle sombre du plancher. Les deux couches qui revêtent la lamelle médiane sont donc ici absentes. La lamelle grisâtre apparaît ainsi comme la structure essentielle du plancher. La sécrétion des deux couches latérales de carbonate de calcium n'est pas générale.

Il y a donc dans le genre *Heliolites* une opposition bien tranchée entre la microstructure des éléments verticaux et celle des éléments horizontaux.

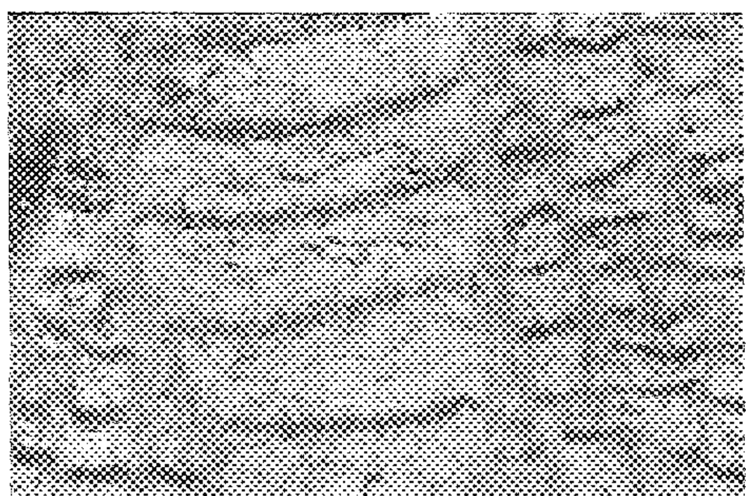


Fig. 1.



Fig. 2.

Heliolites interstinctus Lin (Silurien de Gothland) coll. Lafuste; plaques Hel-3-L 1 et Hel-3-L 2.

Fig. 1. — Coupe longitudinale d'un calice où les lamelles médianes des planchers sont bien visibles. Les deux couches latérales sont en partie démantelées par recristallisation (× 20).

Fig. 2. — Passage par « désintégration », des lamelles noires au nuage de granules, aspect habituel des planchers (× 46).

L'importance d'une telle dualité de constitution apparaît quand on sait que chez des formes qui ont été rapprochées du genre *Heliolites* pour des raisons de morphologie superficielle, les structures horizontales sont très différentes : ainsi chez *Pinacopora* Nicholson et Etheridge, les planchers sont épais et constitués de trabécules courtes, accolées, de même type que celles qui forment les parois verticales; chez *Halysites* Fischer, les éléments horizontaux sont en général épais et passent sans transition aux parois verticales et ont la même microstructure que celles-ci [elle est en cours d'étude].

Il devient évident qu'il faut revoir en détail la microstructure des formes paléozoïques qui ont été rassemblées sous le terme de Tabulés. Des similitudes d'aspect ont entraîné des rapprochements inexacts et faussé la Systématique. L'homomorphisme, chez ces formes primitives, s'explique : il y a en effet peu de combinaisons possibles entre les éléments structuraux si peu nombreux chez ces fossiles et indifférentiables à l'échelle de l'observation macroscopique. Seules des recherches paléohistologiques sont susceptibles de faire corriger les erreurs et de conduire à des considérations taxonomiques plus rationnelles.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) *Kongl. Sv. Vet. Akademiens Handlingar*, Bd 32, n° 1, 1899, p. 55-56.

(2) Des recherches ont été entreprises pour préciser la nature de cette matière noire, qui se rencontre chez tous les Polypiers.

(*Laboratoire de Géologie, Faculté des Sciences de Paris.*)

GÉOLOGIE. — *Quelques précisions au sujet de la série de l'Abatesco, au Sud de l'île de Corse.* Note de MM. Pierre Lapadu-Hargues et Jacques Maisonneuve, présentée par M. Pierre Pruvost.

Dans le Sud de l'île de la Corse, sur le versant oriental regardant vers la mer Tyrrhénienne, la plaine côtière se rétrécit dès qu'on atteint Ghisonaccia; au niveau de Favone, le granite vient affleurer au bord de mer.

Entre Ghisonaccia et Solenzara, la crête faîtière granitique est séparée de la côte par une bande de terrain de direction sensiblement méridienne, d'une largeur d'environ 5 km, constituée par une série azoïque, avec des grès et des schistes qui, sauf vers le Nord, se manifestent pas de trace *notable* de métamorphisme. Cet ensemble est appelé « Série de l'Abatesco », du nom du torrent qui, issu des sommets granitiques, la traverse avant de se jeter dans la mer, au Sud de Ghisonaccia.

On la considère habituellement comme étant d'âge éocène indéterminé. Elle est effectivement recouverte en discordance, à Piediquarcio au Nord, à Solaro et Sari de Porto-Vecchio au Sud, par une série détritique à poudingues, grès et calcaires. On y a trouvé des fossiles au Sud, à Solaro et à Sari ; l'âge en est éocène (lutétien) : on l'a nommée « Série de Solaro ».

Nous voulons simplement ici signaler deux points d'observation relatifs à la série de l'Abatesco, points susceptibles de préciser sa position dans l'ensemble des éléments structuraux de cette région de la Corse.

Vers le Nord, les grès et schistes de l'Abatesco voient se développer en leur sein un certain métamorphisme général, avec l'apparition de séricite et muscovite, ainsi que l'alignement des minéraux, témoignant une schistosité cristallophyllienne; en outre, on observe des lentilles de quartz d'exsudation; on peut de la sorte assister au passage des termes de cette série avec l'ensemble, plus septentrional, dit « des schistes lustrés », qui s'étend sur la zone définie par la feuille géologique de Corte. Il semble donc que Série de l'Abatesco et Série dite « des schistes lustrés » appartiennent, en fait, au même ensemble, la Série de l'Abatesco en constituant un faciès peu ou pas atteint par le métamorphisme régional.

D'autre part, nous avons pu constater de façon indiscutable que le granite de la crête majeure, granite du massif du Sud de l'île, est intrusif en son contact avec la Série de l'Abatesco. La coupe du Travo, au lieu

dit Vignola, ne laisse subsister aucun doute sur ce point; les formations affleurant au fond de cette vallée appartiennent, en effet, à cette série, et non à celle de Solaro, comme l'indique la feuille géologique de Bastelica.

La Série de l'Abatesco est donc antérieure au granite qui la recoupe. Et, à moins d'admettre pour tout le granite du Sud de la Corse un âge post-éocène, mais anté-lutétien (en raison de la Série de Solaro, bien datée), ce qui nous semble une hypothèse bien prématurée, il faut, à notre sens, ne considérer qu'avec beaucoup de prudence l'attribution à l'Éocène de cette Série de l'Abatesco et de la Série des « Schistes lustrés » qui la continue vers le Nord.

Ceci vient en confirmation de ce que nous avions déjà présenté l'année dernière, ici même [1], à propos des rapports respectifs de la série des Schistes de Corte et des granites de la Restonica.

[1] *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2107.

(*Laboratoire de Géologie et Minéralogie de la Faculté des Sciences de Clermont-Ferrand.*)

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Acidité des eaux en milieu forestier intertropical.* Note (*) de M. **Gabriel Rougerie**, présentée par M. Pierre Pruvost.

On considère habituellement comme très acides les eaux des milieux intertropicaux, et plus spécialement celles des milieux forestés. Sur ce postulat de nombreux auteurs font reposer les conditions dans lesquelles s'effectue le façonnement des modelés : les eaux fortement acides seraient douées d'un pouvoir dissolvant élevé conditionnant l'essentiel de l'altération des roches et, conséquemment, de l'érosion [1].

Cette acidité postulée des eaux intertropicales est attribuée, d'une part à la forte électrisation de l'atmosphère, qui enrichirait l'eau de pluie en acide azotique, et d'autre part, aux acides organiques, liés à l'abondante matière végétale, qui retentiraient sur les eaux du sol.

Des séries de mesures de pH, effectuées en Côte-d'Ivoire forestière, établissent qu'en réalité les eaux, prises aux divers niveaux de leur circuit ne présentent pas une acidité significativement plus remarquable que celles des milieux extra-tropicaux.

L'acidité des eaux de pluie se situe entre pH 5,0 et pH 7,0, avec probablement un rythme saisonnier, les valeurs plus proches de l'alcalinité correspondant aux pluies de saison sèche.

Quelques sondages effectués en France, dans l'agglomération parisienne et en campagne périgourdine, donnent des résultats compris entre pH 4,9 et 6,0.

Ainsi, en milieu intertropical comme en milieu tempéré, l'eau de pluie présente simplement des valeurs de pH correspondant approximativement à celles d'une eau distillée en équilibre avec le gaz carbonique atmosphérique. Les plus basses valeurs peuvent traduire des phénomènes d'électrisation, mais sans jamais atteindre des acidités importantes, et surtout pas davantage marquées en milieu intertropical.

Le pH d'une eau de pluie, milieu non tamponné, n'est d'ailleurs pas très significatif parce qu'il n'est pas stable. Ceux des eaux du sol, au contraire, reflètent fidèlement les influences du milieu, minéral et organique.

Les mesures faites en Côte-d'Ivoire indiquent que l'acidité varie en fonction du type d'eau — ruissellement, infiltration, draînage — et en fonction du milieu pétrographique intéressé. C'est dire déjà qu'on ne rencontre pas un caractère dominant dû à l'influence d'acides organiques susceptibles de voiler ces nuances.

Le tableau suivant indique les moyennes des résultats obtenus :

Type d'eau.	Sables quartzites.	Schistes micaschistes.	Roches granitoïdes.	Roches basiques.
Ruissellement	–	6,6	6,3	–
Marécages	5,3	5,9	5,8	–
Nappes	5,2	5,3	5,5	7,2
Petits ruisseaux	6,0	6,7	6,4	6,7
Rivières	–	6,1	6,7	–

Il apparaît que les eaux se répartissent en deux groupes : les eaux courantes, de ruissellement, des petits cours d'eau locaux et des grandes artères, ont des pH supérieurs à 6,0; celles des marécages et des nappes phréatiques, des pH inférieurs à 6,0, mais supérieurs à 5,0.

L'eau de pluie, légèrement acide à l'instar d'une eau distillée au contact de l'atmosphère, s'alcalinise lorsqu'elle entre en contact avec le sol où le ruissellement joue sur des horizons superficiels relativement enrichis en bases par les litières de la forêt.

Dans les marécages, une acidification due à la décomposition de la matière végétale en conditions anaérobies est évidente; mais elle ne voile pas l'influence du milieu minéral.

Les nappes phréatiques (puits et sources) possèdent les plus bas pH. Des analyses paraissent indiquer que cette acidité est davantage en rapport avec une sursaturation en gaz carbonique (vie des racines, activité bactérienne) qu'avec une richesse particulière en acides organiques ([2]). La marque des roches mères d'où les sols sont issus s'y révèle particulièrement significative.

Dans les cours d'eau élémentaires et dans les collecteurs, cette dernière demeure lisible, cependant que les eaux s'alcalinisent dans l'ensemble,

en rapport probablement avec l'aération qui permet au gaz carbonique de s'échapper en partie.

Au total, aucune acidité significative ne marque les eaux des milieux tropicaux humides. La nitrification des eaux atmosphériques est probablement surestimée, l'enrichissement, tout local, en acides organiques, ne va pas au-delà de celui des marécages tempérés, *a fortiori*, des tourbières, et la majeure partie de l'eau au sol s'équilibre surtout avec les données du milieu minéral.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) Il convient de souligner que, hors de certains matériels comme les calcaires, acidité accrue ne signifie pas altération plus efficace. Il s'agit avant tout d'actions hydrolytiques et l'éventuelle mise en pseudo-solution de la silice des roches cristallines demande, au contraire, une certaine alcalinité.

(2) Une expérience de laboratoire effectuée sur des feuilles de forêt hygro-mésophyle, mises à macérer dans de l'eau distillée ensemencée avec extrait du sol forestier correspondant, nous a donné, sur 18 mois, une courbe de pH à fléchissement initial de pH 6,0 à 5,6, suivi de remontée et d'un palier autour de pH 7,0 pendant un an.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Recherches sur la nutrition des tissus normaux d'Aubépine cultivés* in vitro. Note de Mlle **Denise Paris**, présentée par M. Roger Heim.

Les tissus normaux d'Aubépine peuvent croître indéfiniment dans un milieu renfermant de l'acide naphtalène acétique et de la thiamine. Celle-ci semble jouer un rôle important dans le développement de cette souche.

Au cours de nos recherches concernant l'action des vitamines sur la croissance des tissus végétaux cultivés *in vitro*, nous avons étudié le comportement de la souche d'Aubépine (*Cratægus monogyna* Jacq.) isolée par Morel en 1946. Cet auteur utilisait un milieu complexe renfermant, comme facteurs de croissance, de l'acide naphtalène acétique et des vitamines (1). Ce milieu dont la composition avait été établie d'une manière empirique permit d'obtenir la croissance indéfinie de la souche d'Aubépine, mais la nécessité des différents facteurs de croissance n'avait pas été envisagée d'une manière systématique. Il nous a paru intéressant de reprendre cette étude et de considérer, notamment, les besoins de la souche d'Aubépine en facteurs vitaminiques.

Les cultures de tissus normaux d'Aubépine utilisés dans nos expériences proviennent de la souche isolée par Morel. Elles sont entretenues depuis de nombreuses années sur un milieu très légèrement modifié mais toujours empirique : sels du liquide de Knop, glucose (3 %), acide naphtalène acétique (10^{-6}), thiamine (10^{-6}), acide pantothénique (10^{-6}), biotine (2.10^{-8}) et méso-inositol (10^{-4}).

Nous avons ensemencé des fragments de tissus pesant environ 100 mg sur les milieux suivants :

Milieu 1 : milieu sans aucun facteur de croissance.

Milieu 2 : milieu renfermant seulement de l'acide naphtalène acétique (10^{-6}).

Milieu 3 : milieu contenant à la fois de l'acide naphtalène acétique (10^{-6}) et de la thiamine (10^{-6}).

Milieu 4 : milieu renfermant de l'acide naphtalène acétique (10^{-6}) et de l'acide pantothénique (10^{-6}).

Milieu 5 : milieu renfermant de l'acide naphtalène acétique (10^{-6}) et de la biotine (2.10^{-8}).

Milieu 6 : milieu renfermant de l'acide naphtalène acétique (10^{-6}) et du méso-inositol (10^{-4}).

Milieu 7 : milieu usuel complet ayant la composition indiquée ci-dessus.

Tous les deux mois environ, les colonies ont été pesées aseptiquement et repiquées à cinq reprises sur des milieux identiques. Le tableau donne les poids frais finaux moyens des colonies maintenues sur les sept milieux précédents au cours de cinq passages consécutifs.

Croissance, au bout d'environ deux mois de culture, de fragments de tissus normaux d'Aubépine maintenus sur sept milieux différents pendant plusieurs repiquages.

(Les valeurs données représentent les moyennes des poids frais finaux de 12 explantats.)

Les colonies se développant sur les milieux 3 et 7 présentent un aspect normalement étalé.

N° des milieux...	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.
			Acide naphtalène acétique (10^{-6})				
Milieux.	Aucun facteur de croissance.	Acide naphtalène acétique (10^{-6}) (mg).	+ thiamine (10^{-6}) (mg).	+ acide pantothénique (10^{-6}) (mg).	+ biotine (2.10^{-8}) (mg).	+ méso-inositol (10^{-4}) (mg).	+ vitamines du milieu usuel (mg).
1er passage (durée : 77 j)...	Tissus nécrosés	838	986	901	874	984	973
2e passage (durée : 57 j)...	–	467	666	520	413	590	721
3e passage (durée : 64 j)...	–	549	944	501	445	735	948
4e passage (durée : 60 j)...	–	469	862	481	472	581	693
5e passage (durée : 77 j)...	–	543	1 047	413	526	455	963

En l'absence de facteur de croissance (milieu 1) aucune prolifération ne s'est manifestée; sur le milieu sans vitamine (milieu 2), dès le deuxième

passage, la vitesse de croissance diminue nettement et se maintient très lente au cours des passages suivants. D'autre part, l'aspect des colonies se modifie : elles deviennent plus épaisses et surtout ne s'étalent plus en surface comme elles le font ordinairement. Sur les milieux 4, 5, 6 renfermant, en plus de l'acide naphtalène acétique, un facteur vitaminique (acide pantothénique, biotine ou méso-inositol), les croissances des colonies sont lentes, comparables à celles obtenues en présence du milieu 2; leur aspect est également massif. Par contre, les milieux 3 et 7 renfermant comme vitamine soit la thiamine seule, soit un mélange complexe déterminent des croissances sensiblement égales, et l'aspect des cultures est alors identique : les colonies sont plates et se développent en s'étalant sur le milieu.

Afin de compléter ces recherches et de comparer les réactions de la souche cultivée *in vitro* depuis 1946 à celles d'une souche récemment isolée à partir d'explantats primitifs, nous avons prélevé des segments de tiges d'Aubépine, et, après stérilisation des tissus externes, nous les avons ensemencés sur un milieu ne contenant, comme substance stimulante, que de l'acide naphtalène acétique. Les cals qui se sont formés ont été repiqués régulièrement sur les milieux 2, 3, 4 et 7. Sur les milieux 3, 4 et 7 les colonies ainsi obtenues se sont comportées comme la souche isolée en 1946; sur le milieu 2, dépourvu de vitamine B_1, la croissance ne s'est toutefois pas maintenue au-delà du troisième repiquage.

En conclusion, il semble donc que la seule substance vitaminique active du mélange utilisé par Morel soit la vitamine B_1. Aucune des trois autres vitamines présentes dans le mélange (acide pantothénique, biotine ou méso-inositol) ne peut remplacer la thiamine.

(1) Morel utilisait les facteurs de croissance suivants : acide naphtalène acétique (5.10^{-7}), thiamine (10^{-6}), acide pantothénique (10^{-6}), biotine (10^{-8}) et méso-inositol (10^{-4}). *Thèse* (*Annales des Épiphyties*, 14, 1948, p. 64).

MYCOLOGIE. — *Remarques sur la mycoflore des sols sableux immergés à marée haute*. Note de Mme **Jacqueline Nicot**, présentée par M. Roger Heim.

Le sable des plages littorales soumises aux embruns, immergées à marée haute, révèle une microflore fongique intéressante à la fois par l'abondance des espèces qui s'accommodent de cet habitat particulier, et par l'originalité de certains organismes spécifiquement halophiles. Les observations rapportées ici ont la valeur d'un simple sondage. Parmi les échantillons récemment prélevés sur le littoral au Sud d'Arcachon (réc. Roger Heim, avril 1956), nous avons analysé tout particulièrement ceux en provenance

des dunes plantées d'oyats qui bordent la route côtière au Nord du Pyla, et ceux de la plage où les touffes de *Psamma arenaria* forment de petites buttes ou « touradons », immergées à marée haute. Nous les comparons à des prélèvements antérieurs effectués dans des conditions analogues sur une plage de la Mer du Nord, près de Malo (réc. J. Nicot, septembre 1953).

Mycoflore de la dune près d'Arcachon. — Un prélèvement de sable pur près de *Psamma arenaria* fournit une flore relativement pauvre et peu originale. *Trichoderma viride*, lié aux débris végétaux à peine décomposés, s'impose par la rapidité de son développement et par sa sporulation abondante. On relève en outre des bactéries, plusieurs espèces de *Penicillium*, des *Fusarium*, quelques Dématiées banales : *Cladosporium herbarum*, *Alternaria tenuis*, *Stemphylium lanuginosum*, *Gliomastix convoluta*, et un *Chætomium*.

A Malo, la mycoflore de la dune proche de la plage, à peine fixée par les oyats, est exactement comparable. L'espèce la plus envahissante est ici le *Fusarium culmorum*, qui limite le développement de *Trichoderma viride*. On trouve encore un autre *Fusarium*, des *Penicillium*, le même groupe de Dématiées, et un *Phoma*.

La concordance est tout aussi remarquable avec la liste des espèces récoltées par F. et Mme Moreau dans les dunes à oyats du rivage normand (1).

Mycoflore d'un « touradon ». — Un échantillon prélevé dans le sable imprégné d'eau de mer, au milieu d'une touffe d'oyats, se révèle nettement plus riche et plus varié. On note peu de bactéries, mais des *Streptomyces* et des levures, des *Penicillium*, un *Aspergillus* ascosporé, des Tuberculariées (*Fusarium*, *Epicoccum*), de nombreuses Dématiées (7 espèces), et une Sphéropsidale.

La comparaison entre les deux isolements en provenance d'Arcachon est très suggestive. La teneur en sel du sable périodiquement mouillé par l'eau de mer n'affecte apparemment pas les espèces banales qu'il héberge. On note au contraire un enrichissement en Dématiées et Tuberculariées, que favorise la végétation herbacée; c'est ainsi que les *Cladosporium*, représentés par trois espèces, et *Epicoccum purpurascens*, sont des Micromycètes typiquement associés aux chaumes jaunissants de Graminées. Deux éléments nouveaux se présentent avec une constance et une abondance remarquables : un *Phoma*, et, parmi les Dématiées, une espèce non encore reconnue de *Dendryphiella : D. arenaria* J. Nicot.

Sur la plage de Malo, le sable humide recouvert à marée haute est pauvre quant à la densité des colonies obtenues à l'ensemencement, mais sa flore est du même type que celle du touradon. Aux Dématiées banales s'ajoute l'espèce halophile *Asteromyces cruciatus* F. et Mme Moreau, isolé pour la première fois du sable d'une plage normande (*loc. cit.*), et que d'autres auteurs (J. Montégut, miss J. Brown, communications verbales) ont retrouvé

dans des conditions analogues sur le rivage atlantique et en Angleterre. La levure rose *Rhodotorula glutinis* est également présente dans les échantillons normands comme dans ceux du Golfe d'Arcachon et de la Mer du Nord.

Persistance de la flore du touradon. — L'échantillon a été conservé au Laboratoire dans son tube d'origine (long. 10 cm, diam. 1 cm), bouché au coton, et réensemencé une dizaine de mois après le prélèvement. Les modifications de la flore, dans ce volume restreint, sont caractérisées par un appauvrissement sensible, et par un déséquilibre marqué entre les différents groupes de champignons isolés. On retrouve exclusivement la levure rose, de nombreuses espèces de *Penicillium*, un *Pæcilomyces* non encore décrit [différent du *P. carneus* isolé par J. Duché et Roger Heim (2) du sable salé d'une dune normande], *Epicoccum purpurascens*, et *Dendryphiella arenaria*. Ainsi les *Penicillium* accusent une prédominance et une diversité que ne laissaient pas prévoir les ensemencements d'origine; la plupart des espèces se trouvaient alors masquées par des organismes plus abondants ou à développement plus rapide. Leur persistance dans cet échantillon de sable aride est toutefois conforme à l'ensemble des observations relatives à l'écologie de ces moisissures, particulièrement tolérantes aux conditions de milieu. Plus remarquable est la présence constante d'*Epicoccum purpurascens*. La plupart des souches de cette espèce perdent rapidement, en culture sur milieux gélosés, leur aptitude à sporuler; or non seulement cet *Epicoccum* s'est retrouvé dans plusieurs des boîtes ensemencées tardivement, mais il y a normalement fructifié.

On note enfin la disparition complète des microorganismes liés à la présence des végétaux vivants ou peu décomposés, et qui épuisent rapidement la matière organique disponible : *Fusarium*, Dématiées. Dans ce dernier groupe, *Dendryphiella arenaria* constitue une exception remarquable; nous trouvons dans ses caractères morphologiques et physiologiques : sporulation abondante, spores sèches pluriseptées et fortement colorées, tolérance accusée à la salinité du milieu (3), l'explication de ce privilège. Retenons dès maintenant cette Dématiée comme un des éléments spécifiques de la microflore des sables salés.

Celle-ci, en première approximation, accuse d'ailleurs une physionomie très uniforme le long des côtes occidentales de la France. Elle semble limitée plus par les conditions biologiques propres aux sables d'origine éolienne, que par la salinité du littoral. Si quelques espèces : *Asteromyces cruciatus*, *Dendryphiella arenaria*, *Pæcilomyces* spp., sont plus particulièrement halophiles, la plupart des Micromycètes qui subsistent dans ce milieu mobile, perméable, sensible aux écarts thermiques, pauvre en matières organiques, sont des organismes cosmopolites, qu'on retrouve aussi bien dans le sable des dunes désertiques. Une analyse plus poussée

mettrait sans doute en évidence, dans cette unité physionomique, des différences locales en relation avec des variations précises des conditions écologiques.

(1) *Rev. Mycol.*, 6, 1941, p. 49-94.
(2) *Travaux Cryptogamiques dédiés à Louis Mangin*, 1931, p. 431-458.
(3) J. Nicot, *Rev. Mycol.*, 23, 1958 (sous presse).

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *La fixation de gaz carbonique par les feuilles de* Pelargonium peltatum *L. à la lumière et à l'obscurité*. Note de Mlle **Jeannine Gyr**, présentée par M. Raoul Combes.

Les feuilles de *Pelargonium peltatum* L. se comportent comme des feuilles de Crassulacées. Elles peuvent être, à la lumière, le siège d'une β-carboxylation active. Celle-ci est favorisée par une pré-illumination. L'acide tartrique présent ne fait pas partie des métabolites actifs, puisqu'en présence de $^{14}CO_2$ il ne devient pas rapidement radioactif.

Dans une précédente Note (1), j'ai signalé qu'en l'absence de CO_2, un éclairement prolongé des feuilles de *Pelargonium peltatum* L. provoquait une diminution de leur acidité, due à la disparition d'une fraction importante de l'acide malique présent.

Afin de vérifier que le comportement de ces feuilles est semblable à celui des feuilles de Crassulacées, j'ai étudié les variations de leur acidité en présence d'atmosphères enrichies en CO_2.

Après 24 h d'illumination (5 000 lux), les feuilles de *Pelargonium peltatum* L., appauvries en acides organiques, sont mises dans une atmosphère renfermant 5 % de CO_2, soit à l'obscurité, soit à la lumière. Après plusieurs heures, les feuilles sont fixées dans l'alcool méthylique bouillant, les substances solubles sont extraites. La fraction acide est purifiée à l'aide de résines échangeurs d'ions et les acides organiques sont séparés par chromatographie sur colonne de silice et dosés comme il a été décrit précédemment (1).

Le tableau I résume les principaux résultats obtenus.

A la lumière comme à l'obscurité, en présence de CO_2, on constate une augmentation de la teneur des feuilles en acides organiques, intéressant essentiellement l'acide malique. Cette acidification confirme la similitude du métabolisme de ces feuilles et de celui des feuilles de Crassulacées (2).

Afin de confirmer cette similitude et d'étudier les conditions de formation de l'acide malique et de l'acide tartrique, des feuilles appauvries en acides par une pré-illumination de 20 h sont mises pendant 6 mn dans de l'air renfermant du $^{14}CO_2$ à la tension partielle de 0,032 %, l'activité étant de 150 μC. Un lot est placé à l'obscurité, l'autre à la lumière (20 000 lux). Deux autres lots de feuilles non pré-illuminées sont traités pareillement.

TABLEAU I.

Acidités des feuilles de Pelargonium peltatum *L. exprimées en milliéquivalents par gramme de substance sèche.*

(L'acidité totale est obtenue après désalification des extraits.)

(Durée de la pré-illumination : 24 h.)

Température : 25°C; tension partielle initiale de CO_2 : 5 %.

	Acidité		Acide	
	libre.	totale.	malique.	tartrique.
Témoin	2,72	3,37	1,11	0,64
Lumière : 7 h	4,09	4,80	2,15	0,69
» 23 h	4,14	4,68	2,90	1
Obscurité : 7 h	3,56	4,23	2,05	0,66

Après fixation, les substances solubles sont extraites, puis séparées à l'aide de résines échangeurs d'ions et de la chromatographie sur papier. La radioactivité des éluats est déterminée.

On constate que la pré-illumination quadruple la quantité de $^{14}CO_2$ fixé à l'obscurité, tandis que la fixation photosynthétique n'est pratiquement pas modifiée. La radioactivité présente dans les substances insolubles est négligeable à l'obscurité; à la lumière, elle ne dépasse pas le 1/5ᵉ de la radioactivité totale fixée.

La pré-illumination favorise l'intégration de CO_2 dans les acides organiques, ainsi que le montrent les résultats présentés dans le tableau II.

TABLEAU II.

Activités en nombre de coups $\times 10^{-3}$ *par minute pour chaque acide contenu dans* 1 g *de substance foliaire sèche.*

(Durée de la pré-illumination : 20 h.)

Lumière, éclairement : 20 000 lux; température : 24°C;

durée d'exposition en présence de $^{14}CO_2$: 6 mn.

	Acide				
	malique.	citrique.	fumarique.	glycérique.	tartrique.
Feuilles pré-illuminées + lumière	193,9	6,9	6,5	13,8	0
Feuilles pré-illuminées + obscurité	62	6	2,7	0	0
Feuilles non pré-illuminées + lumière	24,3	3,1	2	43	0
Feuilles non pré-illuminées + obscurité	10,3	3,5	1,9	0	0

Dans la fraction acide, la majeure partie du $^{14}CO_2$ est intégrée dans l'acide malique, dont la synthèse est favorisée par la pré-illumination

aussi bien à la lumière qu'à l'obscurité. Dans aucun cas l'acide tartrique n'est marqué, il semble donc que sa formation soit beaucoup plus lente que celle des autres acides. L'accumulation transitoire d'acides phosphorylés (acides phosphoglycérique et phospho-énolpyruvique), d'acide aspartique et, à un moindre degré, des acides glutamique, γ-amino-butyrique, ainsi que de la sérine + glycocolle, est favorisée par la pré-illumination. Par contre, la formation des hexoses libres, du saccharose et des oses phosphorylés, n'est pas affectée sensiblement.

Les feuilles de *Pelargonium peltatum* L. peuvent donc être le siège d'une β-carboxylation active à la lumière. Cette fixation non photosynthétique de CO_2 peut être décelée, soit par analyse directe en présence d'une forte tension de CO_2 capable de saturer le mécanisme photosynthétique, soit à l'aide de $^{14}CO_2$ à très faible tension partielle, par analyse de la distribution de la radioactivité acquise, ainsi qu'il a été constaté également dans les feuilles de *Bryophyllum* (Crassulacée) [3]. L'acide tartrique, cependant très abondant, n'est pas rapidement synthétisé.

Si elle affecte les variations de l'acidité, la pré-illumination ne semble pas modifier profondément la vitesse de synthèse des glucides.

(1) J. Gyr, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1203.
(2) M. Thomas et H. Beevers, *New Phytologist*, 48, 1949, p. 421-447.
(3) A. Moyse et Mme G. Jolchine, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 39, 1957, p. 725-745.

EMBRYOLOGIE VÉGÉTALE. — *Cucurbitacées. Développement de l'albumen et de l'embryon chez le* Sicyos angulata *L.* Note de M. **Pierre Crété**, présentée par M. René Souèges.

L'albumen du *Sicyos angulata* présente une formation haustoriale, comparable à celle d'une autre Sicyoïdée, le *Coccinia indica*. Le développement de l'embryon est conforme à celui du *Bryonia dioica*, espèce appartenant à la tribu des Cucurbitées.

Les recherches qui ont été menées, ces dernières années, sur la séminogenèse des Cucurbitacées ont porté sur la formation du tégument séminal et la construction de l'albumen, mais nos connaissances sur le développement de l'embryon se réduisent toujours à l'étude, très détaillée du reste, que R. Souèges [1] a faite du *Bryonia dioica* Jacq, et aux observations de D. Singh [2] sur le *Cucumis Melo* L. En nous adressant à une Sicyoïdée, le *Sicyos angulata*, dont l'androcée monadelphe est bien différent de l'androcée polyadelphe des Cucurbitacées auxquelles se rattache la Bryone, nous avons pu vérifier les lois de l'embryogénie et établir, à propos du développement du tissu de réserve séminal, un certain nombre de faits qui sont nouveaux pour les *Sicyos*.

Dans l'ovule fécondé, il se forme rapidement un albumen cénocytique dont les noyaux se répartissent tout d'abord à la périphérie du sac embryonnaire (*fig.* 21 et 22). Autour de l'embryon, apparaissent les premières cloisons. Le reste de l'albumen demeure plus longtemps nucléaire; les noyaux

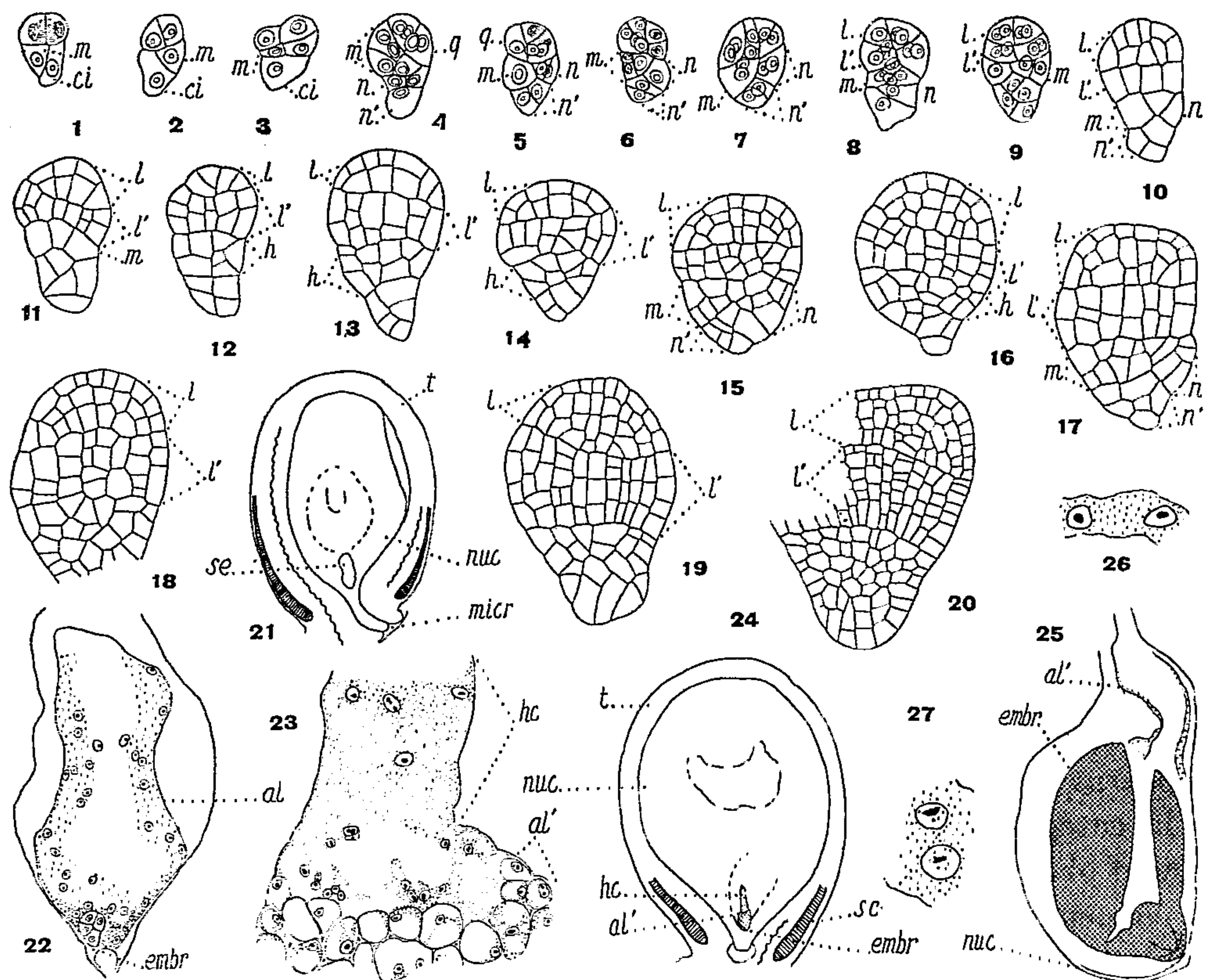


Fig. 1 à 27. — *Sicyos angulata* L. — De 1 à 20. Les principaux termes du développement de l'embryon. *m* et *ci*, cellules-filles de la cellule basale; *n* et *n'*, cellules-filles de *ci*; *q*, quadrants; *l*, octants supérieurs ou partie cotylée; *l'*, octants inférieurs ou partie hypocotylée; *h*, hypophyse. — De 21 à 27, développement de l'albumen : en 21, schéma de la graine dont le sac embryonnaire est figuré en 22; en 23, détails de la jonction de l'albumen cellulaire et de l'haustorium chalazien dans la graine schématisée en 24; en 26, les noyaux de l'albumen intercotylédonnaire et, en 27, les noyaux de l'albumen périphérique dans la graine dont la région micropylaire est schématisée en 25. *t*, tégument séminal; *sc*, assise scléreuse du tégument; *nuc*, nucelle; *se*, sac embryonnaire; *al*, albumen nucléaire; *al'*, albumen cellulaire; *hc*, haustorium chalazien; *embr*, embryon : G × 290; 210 en 20; 165 en 22; 140 en 23, 26 et 27; 14 en 21 et 25; 6 en 24.

y prennent des dimensions et un aspect souvent remarquables et les cellules, quand elles s'identifient, peuvent être plurinucléées (*fig.* 23 et 24). Cette région est comparable à celle que R. N. Chopra ([3]) décrit chez une autre Sicyoïdée, le *Coccinia indica* W. et A. La présence de ce véritable haustorium agissant sur le nucelle très développé, avait été ignorée par B. Singh ([4]) et ses prédécesseurs. Les cellules centrales de l'albumen proprement dit

deviennent rapidement volumineuses, avec de grandes vacuoles et des noyaux de forme souvent amiboïde. Elles subissent une fonte peu après l'apparition des protubérances cotylédonaires; à la périphérie du sac embryonnaire et entre les cotylédons, il ne subsiste plus, dans ces conditions, qu'un mince tissu à membranes peu visibles et à noyaux relativement volumineux (*fig.* 26 à 27).

Chez le *Sicyos*, l'albumen, qui reste toujours peu abondant, est apparemment plus qu'un tissu nourricier destiné à être digéré par l'embryon, un tissu digestif dont les fonctions s'exercent sur le nucelle qui continue d'abord de s'accroître pendant la séminogenèse, puis sur les aliments qui arrivent au sac embryonnaire par l'intermédiaire de faisceaux vasculaires bien différenciés. La spécialisation initiale de sa région chalazienne, la présence d'importantes vacuoles dans ses cellules, les dimensions et la forme de ses noyaux viennent à l'appui de cette hypothèse.

Le développement de l'embryon se rattache à deux sortes de tétrades qui appartiennent, les unes à la série A_1 (*fig.* 1 et 2), les autres à la série A_2 (*fig.* 3). Dans les deux cas, la cellule apicale *ca* est à l'origine des quadrants (*fig.* 4), puis des octants (*fig.* 5 à 9). Les octants supérieurs donnent naissance à la partie cotylée et les octants inférieurs à l'axe hypocotylé (*fig.* 10 à 19). Lorsque les embryons proviennent d'une tétrade de la série A_2, la cellule intermédiaire *m*, fille supérieure de la cellule basale, fournit l'hypophyse et sa cellule-sœur *ci*, le suspenseur; tout se passe comme chez le *Myosurus minimus* ([5]). Lorsque les embryons sont issus d'une tétrade de la catégorie A_1, l'hypophyse a une origine mixte : en effet, le cloisonnement oblique de la cellule basale *cb* place sensiblement sur un même plan les éléments *m* et *ci* et, quand ce dernier se divise transversalement, sa cellule-fille supérieure *n* contribue, avec la cellule *m*, à la différenciation des initiales de la racine et à la construction du primordium de la coiffe.

Les résultats obtenus sur l'embryogenèse du *Sicyos* confirment entièrement ceux que R. Souèges a obtenus au sujet de la Bryone dioïque. Entre les deux espèces, une seule différence, d'importance secondaire, réside dans le développement considérable pris, chez le *S. angulata*, par les parties issues de la cellule basale, c'est-à-dire par l'hypophyse et le suspenseur. Quant aux parentés des Cucurbitacées, elles doivent être cherchées, non chez les Gamopétales, mais chez les Dialypétales, au niveau probablement de Pariétales à ovaire infère, les Datiscacées ([6]) et surtout les Bégoniacées ([7]), familles qui se rattachent également au type fondamental du *Myosurus*. Le point de vue de Baillon ([8]) serait donc justifié quand il rapproche les Cucurbitacées et les Bégoniacées, mais les affinités qu'il leur suppose avec les Loasacées sont infirmées tant par le mode de développement de l'albumen ([9]) que par celui de l'embryon ([10]). Cependant, la tétrade serait linéaire, d'après D. Singh ([2]), chez le *Cucumis Melo* L. var.

pubescens Willd., ce qui prouverait que, dans l'embryogénie des Cucurbitacées, il y a des variations profondes dont il conviendra d'établir les limites. B. Singh ([4]) est frappé, pour sa part, par la ressemblance que présentent les Cucurbitacées et les Caricacées; il espère établir l'existence d'un lien entre elles par une amplification des recherches sur la structure du tégument séminal dans les deux familles. Mieux vaudrait s'adresser à l'embryogénie comparée, mais les données relatives au développement de l'embryon dans la famille des Papayers nous font, encore malheureusement, absolument défaut.

(*) Séance du 13 janvier 1958.
([1]) *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 227.
([2]) *J. indian bot. Soc.*, 34, 1955, p. 72-78.
([3]) *Phytomorphology*, 5, 1955, p. 219-230.
([4]) *Phytomorphology*, 3, 1953, p. 224-239.
([5]) R. Souèges, *Embryogénie et classification* (3e fasc., *partie spéciale : première période du système*, Paris, 1948).
([6]) P. Crété, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1082.
([7]) R. Souèges, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 534.
([8]) *Histoire des plantes*, Paris, 8, p. 375.
([9]) P. Crété, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 509.
([10]) P. Crété, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 920.

(*Laboratoire de Botanique générale, Faculté de Pharmacie, Paris.*)

PHYTOCHIMIE. — *Thévétine et Thévébioside*.

Note de M. **Marcel Frèrejacque**, présentée par M. Roger Heim.

Reichstein et ses collaborateurs ont signalé ([1]) que la thévétine qu'ils avaient extraite des graines de *Thevetia neriifolia* Juss., en utilisant la technique de Chen ([2]), n'était pas un corps pur : en effet, en chromatographiant cette thévétine sur papier imprégné, suivant une technique particulière, Reichstein observe deux taches sur son chromatogramme. Trois autres procédés d'extraction de la thévétine ont été décrits ([3]), ([4]), ([5]).

Nous avons vérifié, en utilisant la technique chromatographique de Reichstein, que ces procédés ne permettent d'obtenir que des produits ne contenant que de 70 à 80 % de thévétine pure. La thévétine pure n'a donc pas été obtenue jusqu'ici, non plus que le thévébioside pur, qui se déduit de la thévétine, avec perte de 1 mol de glucose, par dédoublement enzymatique.

Partant de thévétine commerciale, nous avons cherché à obtenir la thévétine pure par cristallisations fractionnées; aucun des nombreux solvants utilisés n'aboutit à un enrichissement sérieux en thévétine vraie,

les cristallisations ne réussissant qu'à éliminer une impureté constituée par un digitalique acétylé.

Finalement, nous sommes arrivé à nos fins en chromatographiant, sur une colonne d'alumine, le mélange à résoudre dissous dans du butanol normal saturé d'eau; dans ces conditions, les digitaliques satellites sont retenus un peu plus énergiquement que la thévétine.

En répétant plusieurs fois l'opération, et au prix de grosses pertes, nous avons obtenu une trentaine de grammes de thévétine pure, ne donnant plus qu'une seule tache à la chromatographie.

La thévétine pure cristallise alors aisément de l'alcool à 30° avec 3 mol d'eau.

Anhydre, elle fond à 192° (les digitaliques satellites ont un point de fusion plus élevé); anhydre : son pouvoir rotatoire est $[\alpha]_D^{21} = 62,2 \pm 1$ (méthanol, $c = 1,5$). Les dosages de carbone, d'hydrogène, de méthoxyle et de fonction lactonique s'accordent avec la formule admise $C_{42}H_{66}O_{18}$. La thévétine pure s'acétyle et se benzoyle sans difficulté, mais les dérivés obtenus n'ont jusqu'ici pas cristallisé.

La toxicité de cette thévétine a été déterminée par K. K. Chen sur 10 chats; la dose léthale est de $0,6358 \pm 0,0528$ mg/kg; alors que la dose léthale antérieurement déterminée sur un produit impur était $0,889 \pm 0,0316$ [7]. La purification a donc considérablement augmenté l'activité de la thévétine; corrélativement, on trouve que la toxicité des satellites est environ moitié de celle de la thévétine pure. On admet que dans la thévétine, l'enchaînement des divers constituants est le suivant : glucose-glucose-thévétose-digitoxigénine, les deux glucoses étant liés comme dans le gentiobiose. Le gentiobiose étant hydrolysé par l'émulsine, on pouvait penser qu'on pourrait passer de la thévétine au thévébioside par action de l'émulsine. Il n'en est rien : l'émulsine est sans action sur les solutions de thévétine. Par contre, nous avons observé que la takadiastase scinde quantitativement la thévétine en glucose et thévébioside (sans formation de nériifoline). On peut donc ainsi aisément préparer le thévébioside pur à partir de la thévétine pure. Le thévébioside pur est très peu soluble dans l'eau, même bouillante. On le recristallise aisément de l'alcool à 50°; il cristallise alors avec 3 mol d'eau et fond vers 160°, recristallise, puis fond définitivement vers 233°; anhydre, son pouvoir rotatoire est $[\alpha]_D^{23} - 64,4 \pm 1$ (méthanol).

Par acétylation pyridinée, on obtient aisément le pentacétylthévébioside en feuillets nacrés, contenant 1 mol d'eau; anhydre, il fond à 168-170°, $[\alpha]_D^{18} - 70 \pm 1$ ($CHCl_3$, $c = 1$).

La dose léthale du thévébioside pur est $1,067 \pm 0,1349$ peu différente de celle obtenue antérieurement : $1,004 \pm 0,1038$ [7].

L'hydrolyse de la thévétine pure sous l'action des ferments du suc digestif

de l'escargot conduit aisément, par perte de 2 mol de glucose, à la nériifoline pure qui fond d'abord vers 172°, puis refond définitivement vers 235°. La diacétylnériifoline pure fond vers 150°. Par contre, la dibenzoylnériifoline n'a pu être obtenue à l'état cristallin.

La dose léthale de la nériifoline pure étant 0,1961 ± 0,0102 ([7]), on voit donc que la toxicité du thévébioside pur, reste à la fois inférieure à celle de la thévétine pure et à celle de la nériifoline, c'est-à-dire que l'adjonction de 1 mol de glucose au thévébioside augmente la toxicité et que l'élimination de 1 mol de glucose augmente également la toxicité. Cette conclusion reste vraie, même si l'on compare les toxicités moléculaires obtenues en multipliant les doses léthales des corps envisagés par leurs poids moléculaires respectifs.

On admet que la thévétine renferme du gentiobiose dans sa chaîne osidique depuis que Tschesche ([6]) a obtenu du gentiobiose en traitant la thévétine par le chlorure de zinc; comme la thévétine n'est paradoxalement pas scindée par l'émulsine, on pourrait imaginer que le traitement brutal au chlorure de zinc a amené une isomérisation des oses de la thévétine. Il ne semble cependant pas que ce soit le cas : nous avons chromatographié la liqueur sucrée provenant de l'hydrolyse de la thévétine par le suc digestif de l'escargot; le chromatogramme obtenu ne révèle qu'une seule tache glucidique : celle du glucose.

([1]) E. Schenker, A. Hunger et T. Reichstein, *Helv. chim. Acta*, 38, 1954, p. 680.
([2]) K. K. Chen et A. Ling Chen, *J. Biol. Chem.*, 105, 1934, p. 23.
([3]) J. K. Lahiri, S. Gosh et R. N. Chopra, *Arch. Pharmaz.*, 276, 1938, p. 345.
([4]) M. Frèrejacque, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 695.
([5]) J. Baisse, *Bull. Soc. Chim.*, 1952, p. 458.
([6]) R. Tschesche, *Ber. Deutsch. Chem. Ges.*, 69, 1936, p. 2368.
([7]) H. Helfenberger et T. Reichstein, *Helv. chim. Acta*, 31, 1948, p. 1470.

PHYTOCHIMIE. — *Chromatographie sur papier des produits de la pyrogénation d'alcaloïdes à l'échelle microanalytique.* Note de M. **Albert Resplandy**, présentée par M. Roger Heim.

La chromatographie sur papier des produits volatils prenant naissance lors de la pyrogénation d'alcaloïdes en présence de chaux donne des renseignements précieux sur la constitution de ces alcaloïdes. La technique s'adapte également à la recherche rapide d'alcaloïdes volatils.

La pyrogénation des alcaloïdes fournit fréquemment des bases volatiles dont l'identification a été très importante pour la détermination de la constitution de certains d'entre eux.

Les techniques habituellement utilisées nécessitent une quantité assez

importante de matière première dont on ne dispose pas toujours. Nous nous sommes proposé de rechercher un procédé n'utilisant que quelques milligrammes d'alcaloïdes pour la caractérisation des bases prenant naissance lors de la pyrogénation. Nous avons mis au point une technique simple que nous décrivons ici.

Les prises d'essai qui sont de l'ordre de 1 mg d'alcaloïde sont finement pulvérisées avec 100 mg environ de chaux vive. Le mélange obtenu est introduit dans un tube en verre de 10 × 65 mm dans lequel on effectue la pyrogénation au moyen d'une flamme de gaz. Les produits volatils sont directement recueillis sur une bande de papier à chromatographie posée sur une épaisse plaque d'amiante ayant une perforation où s'adapte exactement le tube à pyrogénation. Avant et pendant le chauffage on crée une légère succion dans le tube à pyrogénation en appliquant sur le papier l'extrémité d'un tube de caoutchouc à vide de 3/12 mm, relié à une trompe à eau. L'aspiration est préalablement centrée sur la plage lumineuse qui apparaît lorsqu'on éclaire convenablement le tube à pyrogénation. Les substances qui distillent sont ainsi dirigées vers une surface circulaire de 3 à 4 mm de diamètre où sont facilement adsorbés les quelques microgrammes qui suffisent pour une chromatographie.

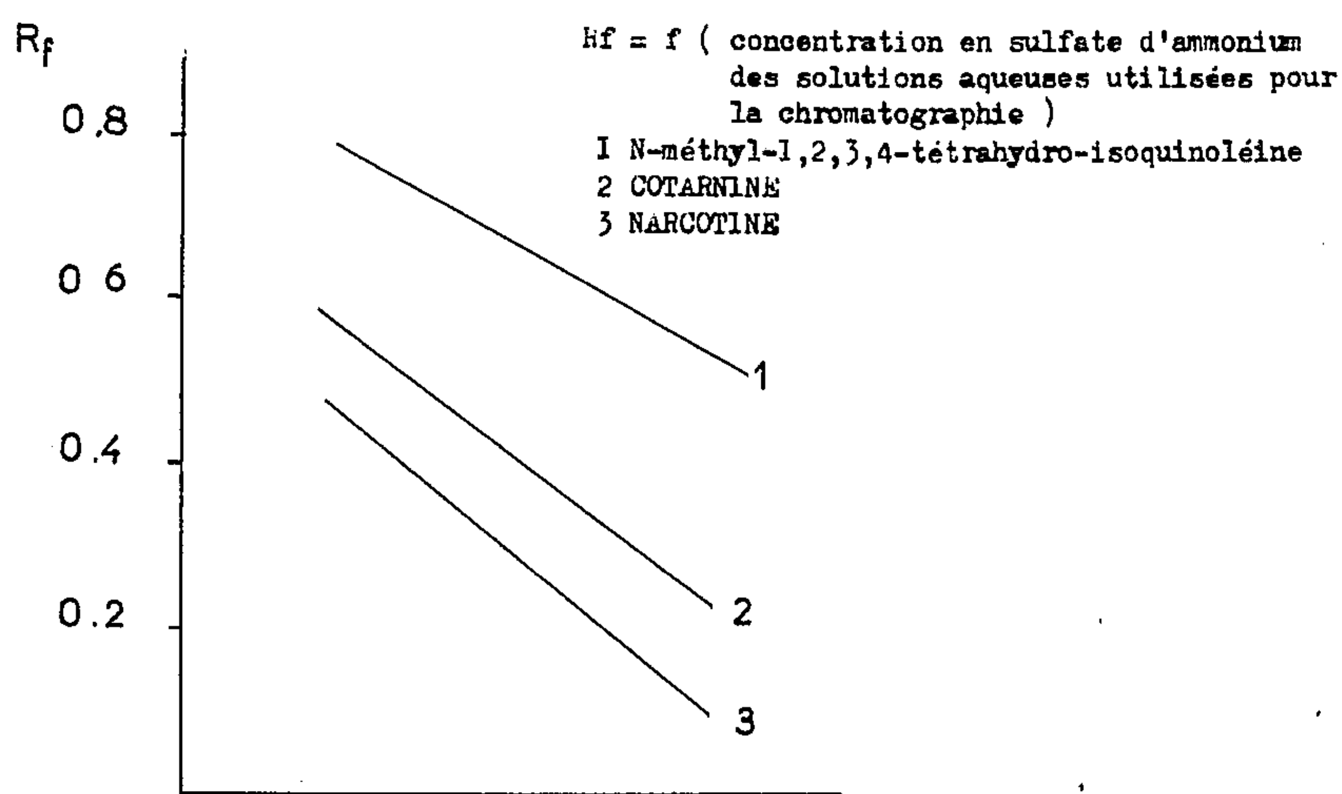
Les distillats se condensent en formant une pellicule qu'il est nécessaire de faire pénétrer dans le papier pour obtenir des spots sans traînées. On obtient une diffusion satisfaisante en imprégnant les microdépôts d'une goutte d'eau chlorhydrique à 2 % qu'on laisse sécher à l'air.

Les pyrogénations doivent être conduites en chauffant progressivement de manière à limiter la formation inévitable de goudrons. Ceux-ci peuvent perturber la chromatographie en provoquant la distorsion du front liquide dans la phase que Schute appelle « l'extraction des spots » ([1]). L'utilisation des solutions aqueuses d'électrolytes pour développer les chromatogrammes ([2]) permet d'atténuer efficacement cet inconvénient : il suffit d'humecter les microdépôts avec 2 à 3.10^{-3} ml d'eau distillée, juste avant de chromatographier.

Ces modifications à la technique chromatographique habituelle n'ont en général pas de répercussion sensible sur les R_f lorsque les chromatogrammes sont développés sur une vingtaine de centimètres. Cependant il est parfois nécessaire de se référer à des substances témoins chromatographiées rigoureusement dans les mêmes conditions que l'essai.

Les sels d'alcoylquinoléinium ou d'alcoylisoquinoléinium libèrent très facilement de la quinoléine ou de l'isoquinoléine identifiables par chromatographie à partir de prises d'essai inférieures à 1 mg. La pyrogénation de la cinchonine fournit de la lépidine (méthylquinoléine), celle de la quinine une méthoxylépidine dont les R_f sont systématiquement inférieurs à ceux de la lépidine ([3]). La narcotine libère une base dont les

caractéristiques chromatographiques sont sensiblement les mêmes que celles de la cotarnine obtenue en traitant la narcotine par de l'acide nitrique dilué à chaud. Cette analogie implique que la substance obtenue par pyrogénation possède une constitution peu différente de celle de la cotarnine ([3]) et, notamment, que les substituants du noyau hétérocyclique de la narcotine (un pont dioxyméthylène et un groupe méthoxylé) n'ont pas été altérés. Nous constatons d'autre part que la N-méthyl-1.2.3.4-tétrahydro-isoquinoléine a des caractéristiques chromatographiques nettement différentes de celles de la cotarnine (*fig.*), ce qui démontre l'influence des groupes substitués de cet alcaloïde.



La pyrogénation d'alcaloïdes tétracycliques de la série protoberbérique s'effectue sur 2 à 3 mg de produit; elle conduit à des bases isoquinoléiques substituées utilisables comme éléments de référence pour déterminer chromatographiquement si un alcaloïde indéterminé appartient à cette série ([4]).

La pyrogénation calcique permet de mettre en évidence le noyau indol d'alcaloïdes tels que la strychnine, l'ésérine ou la harmine. Cependant, l'indol ne peut être chromatographié avec des solutions aqueuses, car il diffuse rapidement dans le papier humide; il doit être caractérisé à l'emplacement où il a été adsorbé. Pour cela, nous avons recours à deux réactifs : l'un à la vanilline ([5]) donnant une coloration rouge, l'autre au paradiméthylaminobenzaldéhyde ([6]) donnant une coloration violette. Les réactifs sont utilisés en irriguant la plage d'adsorption avec une micropipette de manière à provoquer la pénétration du liquide dans le papier sur un rayon de 7 à 8 mm. L'indol diffuse avec la zone frontale du réactif et donne des franges circulaires colorées lorsqu'on fait sécher lentement le papier. Ces essais ne nécessitent pas plus de 1 mg d'alcaloïde.

Notre technique convient également pour l'étude rapide d'alcaloïdes volatils de certains échantillons végétaux. C'est ainsi que la pyrogénation de 3 mg de tabac en présence de poudre de chaux permet de réaliser la chromatographie correcte de la nicotine. Des graines de ciguë (*Conium maculatum*) et de genêt (*Sarothamnus scoparius*) sont utilisables dans des conditions semblables.

(1) J. B. SCHUTE, *Meded. Vlaam. Chem. Var.*, 1, n° 15, 1953.
(2) A. RESPLANDY, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2527.
(3) A. RESPLANDY, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 496.
(4) A. RESPLANDY, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 725.
(5) Vanilline, 1; acide phosphorique, 20; éthanol, 100.
(6) *p*-benzaldéhyde, 1; acide phosphorique, 20; éthanol, 100.

PHYSIOLOGIE. — *Anesthésie au gaz carbonique et suppression réversible des effets de l'anesthésie à l'éthyle carbamate (uréthane) par le gaz carbonique chez la Roussette* (Scyliorhinus Canicula, *Linné*). Note de MM. **Édouard Corabœuf** et **Yves-Michel Gargouïl**, présentée par M. Léon Binet.

Au cours de recherches de microélectrophysiologie cardiaque, *in situ*, effectuées au Laboratoire Arago de Banyuls-sur-Mer, nous avons été amenés à effectuer des expériences d'une durée de plusieurs heures sur des Roussettes anesthésiées. Ceci nous a conduit à déterminer, sur les animaux mis à notre disposition, les concentrations en anesthésiques les plus propres à nous assurer les anesthésies durables et profondes dont nous avions besoin, en évitant toutefois les risques d'arrêt de la respiration.

Anesthésie à l'uréthane. — Après quelques essais à l'aide de divers anesthésiques, nous nous sommes limités à l'éthyle carbamate qui reste, semble-t-il, pour la Roussette, l'anesthésique de choix. Reprenant un procédé connu, nous immergions, dans un premier temps, l'animal dans une solution d'uréthane dans l'eau de mer relativement concentrée (solution A) puis, lorsque l'anesthésie était installée, nous le transportions dans une solution diluée (solution d'entretien B) (1).

La concentration en uréthane de la solution A était de 10 à 20 g/l (1 ou 2 %). La solution à 2 % nous a donné, de façon générale, les meilleurs résultats à condition de surveiller constamment l'animal. L'anesthésie s'installe en effet très rapidement : en 1 à 2 mn l'activité cesse, l'animal s'immobilise sur le dos au fond du récipient dans lequel il est placé. La respiration, appréciée par le mouvement des ouïes, s'affaiblit considérablement et s'arrête assez vite si l'animal n'est pas transporté dans une solution plus diluée en anesthésique. La solution d'entretien B contenait dans nos expériences entre 1,2 et 1,4 g/l d'uréthane. Nous avons choisi

la concentration 1,3 g/l qui nous a donné une immobilité totale pendant des heures, sauf traitement particulier.

Anesthésie au CO_2. — Nous avons, au cours de nos essais, essayé l'anesthésie par le gaz carbonique.

Voici le protocole d'une de ces expériences : l'animal, de taille moyenne, est immergé dans un bassin d'eau de mer à 20°, de 50 l environ et l'on réalise, dans ce bassin, au moyen d'une capsule de verre fritté, un barbotage énergique de CO_2 pur; 1 mn 30 à 2 mn après le début du barbotage, l'animal présente une agitation spectaculaire, cherchant à remonter les parois du bassin et à sortir de l'eau. Après 4 mn, il redescend et s'immobilise sur le fond; de brèves périodes d'agitation se manifesteront encore; 10 à 12 mn après le début du barbotage, il se retourne sur le dos, en état de narcose profonde. On arrête le barbotage de CO_2 quelques minutes plus tard (temps 17 mn) et l'on transporte l'animal dans l'eau de mer normale. Au temps 19 mn 30 il se replace sur le ventre et commence à se mouvoir très doucement. Il passe ensuite par une phase d'hyperexcitation, notablement plus courte et plus faible qu'au cours de l'établissement de l'anesthésie; 21 mn 30 après le début de l'expérience, c'est-à-dire moins de 5 mn après la suppression du CO_2, il a retrouvé un comportement apparemment normal.

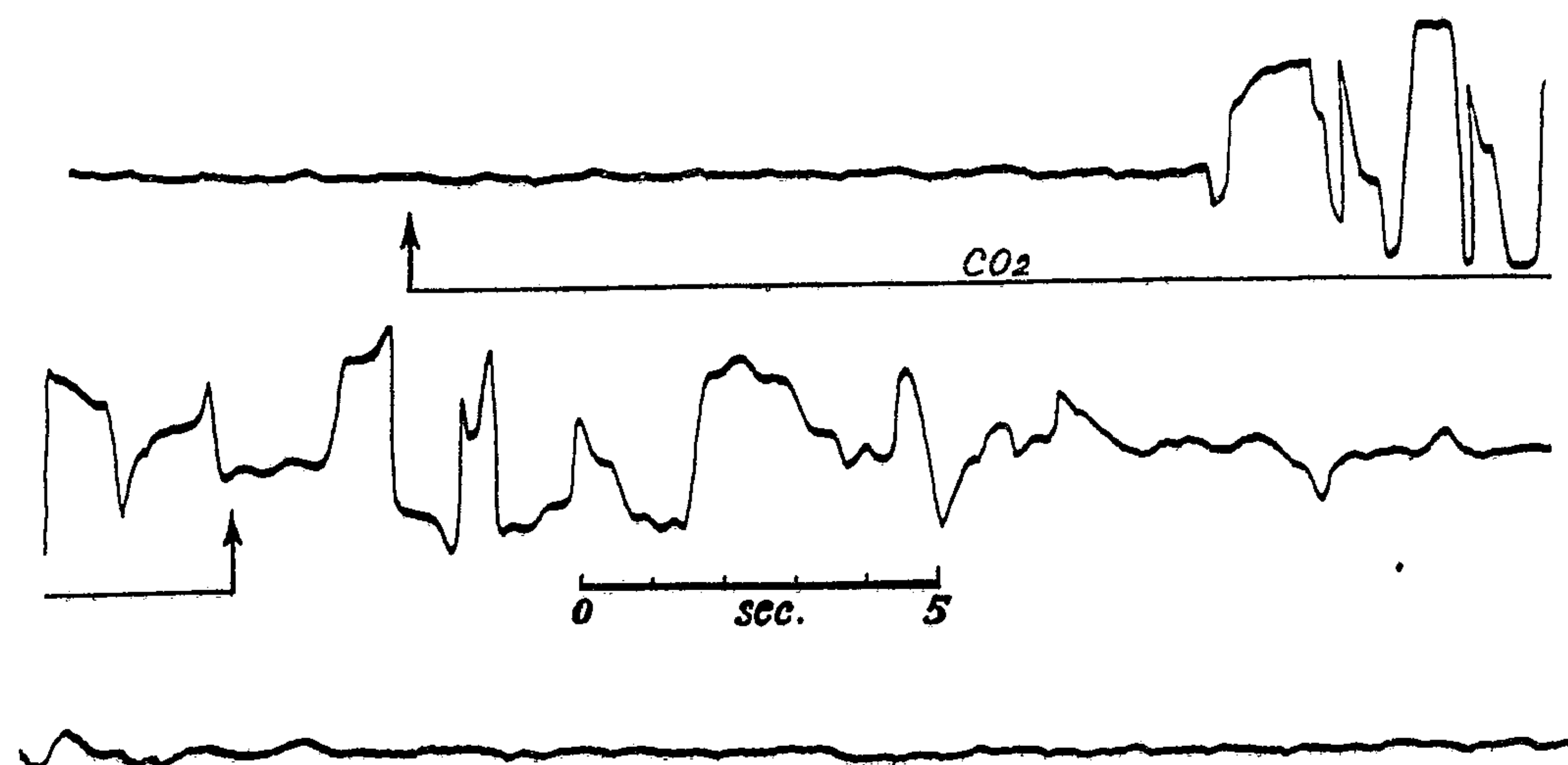
La narcose par le CO_2 et la phase préliminaire d'hyperexcitation ne sont certes pas des phénomènes nouveaux. Il est cependant intéressant de noter que le CO_2 constitue chez la Roussette un anesthésique d'autant plus souple d'utilisation que sa suppression entraîne, dès les premières minutes, l'apparition d'une hyperexcitation non négligeable qui favorise le réveil. Il convient sans doute, de ce fait, fort bien aux interventions de courte durée. Nous ne l'avons pas essayé pour les interventions durables, pour des raisons d'approvisionnement.

L'apparition d'une phase d'hyperexcitation extrêmement importante avant l'installation de la narcose par le CO_2 n'est pas pour surprendre. On sait en effet que certains centres sont excités par le CO_2 (centre respiratoire, substance réticulée).

On sait également que si le CO_2 présente sur les nerfs périphériques de Batraciens ou de Mammifères un effet normalement et très généralement inhibiteur (2) [à quelques exceptions près (3)], il provoque par contre sur la chaîne ganglionnaire d'Insectes (Blattes) un effet excitant très marqué (4), (5).

Suppression de l'effet narcotique de l'uréthane par le CO_2. — Devant l'ampleur de l'accroissement d'excitabilité qui précède, chez la Roussette, l'apparition de la narcose au CO_2, nous nous sommes demandés s'il ne serait pas possible de supprimer, par application de ce gaz, les effets inhibiteurs provoqués par l'uréthane. C'est ce que l'expérience a vérifié.

Voici le protocole d'un des essais effectués : On place une Roussette de taille moyenne dans 10 l d'eau de mer contenant 1,3 g/l d'uréthane à 20°. Cette Roussette préalablement traitée par l'uréthane, demeure au fond du bac, inerte, sur le dos. On installe, comme précédemment, un barbotage de gaz carbonique pur au temps zéro. Au bout de 1 mn on assiste à un véritable réveil de l'animal. Celui-ci, en effet, se replace sur le dos et se met



Enregistrement des mouvements traduisant le réveil d'une Roussette anesthésiée à l'uréthane sous l'effet d'un barbotage de gaz carbonique. En absence de CO_2, on réalise un barbotage d'oxygène pur.

à nager. On supprime alors le barbotage de CO_2 et l'on agite l'eau pour activer le départ du gaz; 4 mn plus tard, soit au temps 5 mn, l'animal redevient de nouveau immobile et reste sur le dos. Une nouvelle application de CO_2, dans les mêmes conditions que précédemment, détermine au bout de 30 s le réveil, puis l'apparition d'une hyperexcitation relativement importante. On continue le barbotage, en augmentant d'ailleurs son intensité; 3 mn plus tard, soit au temps 8 mn 30, l'animal est de nouveau sur le dos, en anesthésie profonde, allant jusqu'à l'arrêt respiratoire complet. Il est nécessaire, pour le réanimer rapidement, de le placer la gueule ouverte sous un courant d'eau de mer abondant. Le passage, dans les ouïes, de cette eau bouillonnante et donc bien oxygénée, fait reprendre les mouvements respiratoires en 1 mn environ. L'animal replacé dans l'eau de mer ordinaire, nage normalement 1 mn 30 plus tard.

Des enregistrements de ce phénomène de réveil ont été effectués en milieu de très faible volume (500 ml) grâce à un dispositif électrique mis en action par les mouvements de l'animal. Ceux-ci se traduisent alors par des déflexions du tracé d'autant plus amples que les mouvements sont plus violents. Le barbotage gazeux a lieu dans la région des ouïes, ce qui

diminue au maximum le temps au bout duquel se manifestent les effets des gaz étudiés. Le temps de latence tombe dans ces conditions à une dizaine ou une quinzaine de secondes.

La figure donne un exemple de tels enregistrements : le CO_2 provoque un réveil rapide; le retour à l'oxygène, en chassant le CO_2, provoque de nouveau le sommeil.

(1) K. HERTER, *Die Fischdressuren und ihre sinnesphysiologischen Grundlagen*, Akademie Verlad, Berlin.

(2) E. CORABOEUF, *J. Physiol.*, 46, 1954, p. 745.

(3) E. CORABOEUF, J. BOISTEL et WALLON, *C. R. Soc. Biol.*, 149, 1955, p. 1869.

(4) J. BOISTEL et E. CORABOEUF, *J. Physiol.*, 47, 1955, p. 209.

(5) J. BOISTEL et E. CORABOEUF, *Congrès Inter. microphysiologie*, Paris, juillet 1955.

PHYSIOLOGIE. — *Appareillage pour mesure automatique de la vitesse de sédimentation globulaire.* Note de M. **JACQUES LLORY** (1), présentée par M. Léon Binet.

Les techniques classiques de mesure de la vitesse de sédimentation globulaire consistent à mesurer :

— soit l'espace parcouru par les globules dans un temps donné (1 et 2 h : méthode de Westergren);

— soit le temps nécessaire pour parcourir une longueur donnée (18 mm : méthode de Linzenmeier).

Ces mesures se font avec, comme origine, le moment où le sang est mis dans le tube; or il existe au début de la sédimentation une période de « démarrage » de durée très variable pendant laquelle la vitesse de sédimentation n'est pas uniforme; en tenant compte de ce temps de début dans la mesure de la vitesse de sédimentation on commet une erreur parfois importante.

D'autre part, la méthode de Westergren qui est la plus utilisée dans la pratique courante car de réalisation plus simple, donne des résultats très inexacts lorsque la sédimentation complète se produit au bout d'un temps inférieur à 1 h, c'est-à-dire pour les sangs à vitesse de sédimentation très élevée.

La vitesse de sédimentation « réelle » doit donc être mesurée pendant le temps où le mouvement de chute des globules est uniforme.

La méthode en apparence la plus simple consiste à mesurer l'espace parcouru par les globules toutes les minutes et construire la courbe espace parcouru en fonction du temps; la pente de la partie rectiligne représente la vitesse de sédimentation « réelle ». Ce procédé est long et donc inapplicable dans la pratique courante.

Nous avons mis au point (²) une technique photoélectrique permettant d'obtenir automatiquement une courbe de même signification que la précédente, mais le matériel utilisé et l'interprétation des courbes obtenues font de ce montage un appareil de laboratoire plus que de pratique clinique journalière.

L'appareillage que nous présentons ici permet d'obtenir très simplement et automatiquement la vitesse de sédimentation « réelle ».

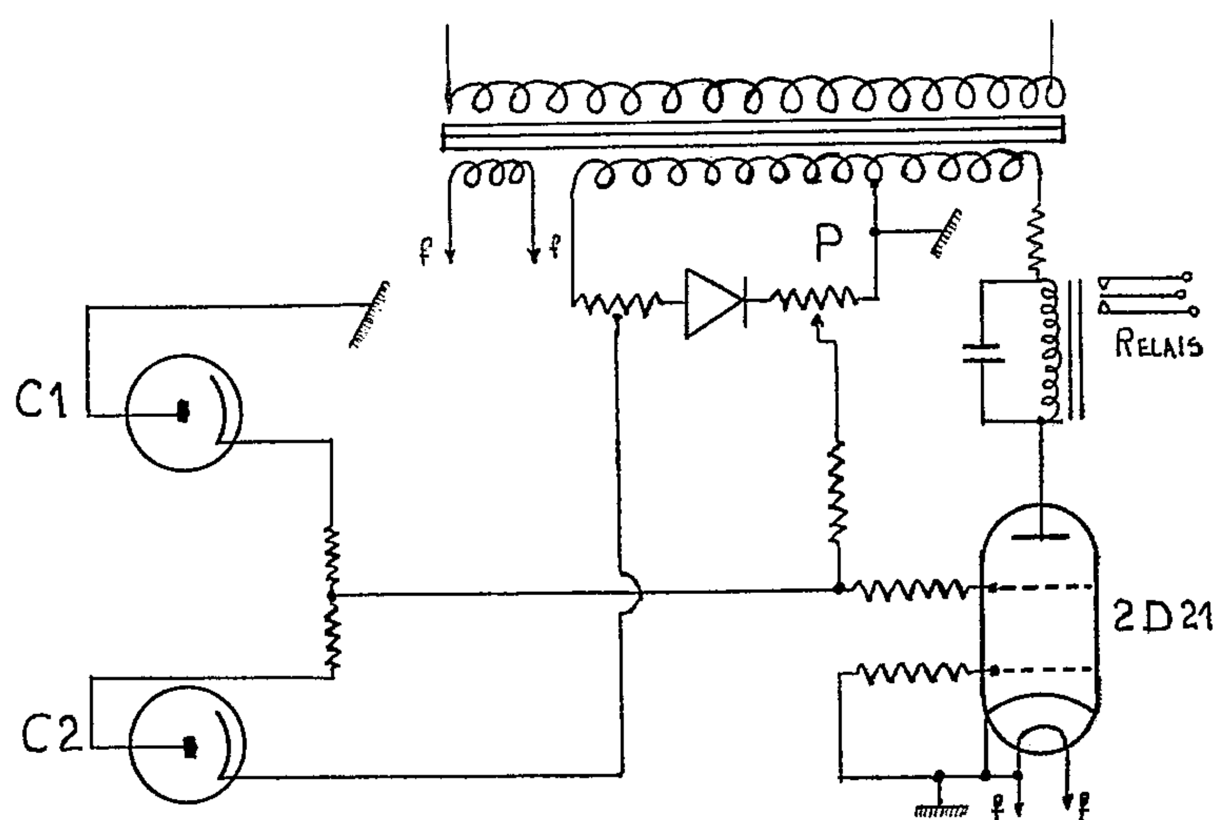


Schéma de principe du relais.

C_1, cellule photoélectrique supérieure; C_2, cellule photoélectrique inférieure; P, potentiomètre de réglage; 2 D 21, thyratron, tetrode à gaz rare; Relais, relais électromagnétique actionnant le compteur de temps.

Principe de la méthode. — La méthode consiste à mesurer *automatiquement* le temps nécessaire aux globules pour parcourir 10 mm dans la période pendant laquelle la vitesse est constante.

Nous avons constaté par de nombreuses expériences sur des sangs normaux ou pathologiques que si le temps de « démarrage » de la sédimentation est très variable, par contre, l'espace parcouru par les globules pendant ce temps est toujours inférieur à 3 mm.

Nous mesurons donc la vitesse entre 4 et 14 mm. Une source de lumière envoie, à travers deux fentes horizontales distinctes, deux faisceaux lumineux minces qui tombent sur le tube de sang en cours de sédimentation :

— le premier à 4 mm au-dessous de la surface;

— le deuxième à 14 mm au-dessous de cette même surface.

Au début de l'opération, les globules par leur densité optique élevée arrêtent pratiquement la lumière des deux faisceaux.

Lorsque les globules ont sédimenté de 4 mm, la densité optique du plasma étant beaucoup plus faible que celle du sang total, une certaine

intensité lumineuse traverse le tube et vient tomber sur une cellule photoélectrique qui, par l'intermédiaire d'un relais électronique, déclenche un compteur de temps.

Lorsque les globules ont parcouru 10 mm de plus, le même phénomène se produit pour le deuxième faisceau qui, par une deuxième cellule, arrête le compteur de temps.

Par lecture de ce dernier (cette lecture peut être effectuée au bout d'un temps quelconque après la sédimentation), on obtient le temps mis par les globules pour parcourir 10 mm, donc la vitesse de sédimentation réelle.

Principe du relais. — L'enclenchement et l'arrêt du compteur de temps se font par l'intermédiaire d'un relais à thyratron alimenté en courant alternatif.

La commande du thyratron se fait par la grille écran afin d'augmenter la sensibilité; la grille est reliée à la masse par l'intermédiaire d'une résistance.

Le potentiomètre P permet de régler la polarisation de la grille écran à une valeur voisine de l'accrochage, lorsque les cellules ne reçoivent pas de lumière (tube rempli de sang avant sédimentation).

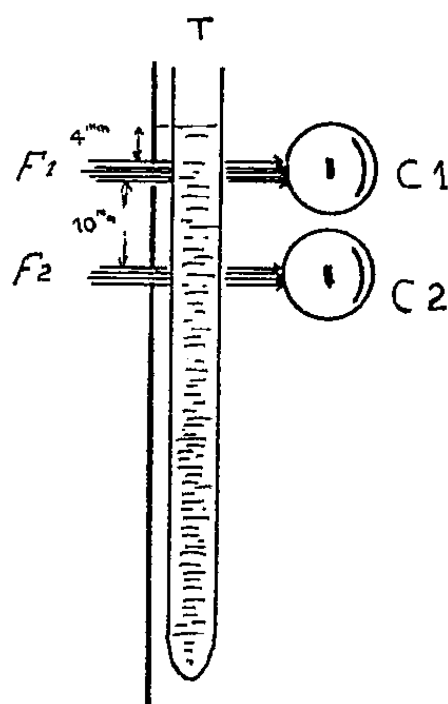


Schéma de principe du dispositif optique.
T, tube de sang en voie de sédimentation; F_1 et F_2, faisceaux lumineux; C_1 et C_2, cellules photoélectriques.

Les cellules photoélectriques C_1 et C_2 sont reliées en sens inverse à la grille écran par l'intermédiaire de résistances de protection. Elles sont soumises à des différences de potentiel de signes contraires.

Lorsque la cellule C_1 reçoit de la lumière, le potentiel de la grille écran est modifié, le thyratron « accroche »; le courant circule dans le relais électromagnétique qui enclenche le compteur de temps.

Celui-ci fonctionnera jusqu'à ce que la cellule C_2 soit éclairée, à ce

moment le potentiel de grille varie en sens inverse, le thyratron se bloque, le compteur s'arrête et reste indéfiniment dans cette position.

(1) Avec la collaboration technique de R. Alzas.
(2) *C. R. Soc. Biol.*, 150, nos 8-9, 1956, p. 1593; *Journal de Physiologie* (sous presse).

(*Laboratoire de Physique biologique, Faculté de Médecine de Montpellier.*)

HISTOPHYSIOLOGIE. — *Quelques données sur la neurosécrétion chez le Diplopode* Tachypodoiulus albipes *C. L. Koch*. Note de M. **François Sahli**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'étude du Diplopode *Tachypodoiulus albipes* C. L. Koch nous permet de signaler chez ce Iulide la présence de deux groupes pairs de cellules neurosécrétrices protocérébrales, d'un groupe de cellules nerveuses acidophiles tritocérébrales, de deux groupes pairs de cellules neurosécrétrices dans le ganglion sous-œsophagien et d'une voie de neurosécrétion le long du collier périœsophagien.

Pour les Diplopodes c'est Gabe (1) qui le premier a signalé la présence de cellules neurosécrétrices protocérébrales, d'une glande endocrine céphalique et d'une voie axonale cellules neurosécrétrices-glande endocrine. Selon cet auteur les cellules neurosécrétrices des huit espèces étudiées sont localisées médialement par rapport au *globulus* II. Quant à la glande endocrine céphalique, son emplacement est variable : en position latérocérébrale chez les Polydesmides, les Nématophores et les Glomérides, en position latéroaborale chez les Iulides.

Notre étude a principalement pour objet le Iulide *Tachypodoiulus albipes* C. L. Koch, 1838. Parmi les colorations nous avons surtout utilisé la fuchsine-paraldéhyde-hématoxyline-picroindigocarmin de Gabe, accessoirement l'hématoxyline chromique-phloxine de Gomori et les colorations trichromes de Masson (variante de Foot) et de Prenant (variante de Gabe).

L'examen de nombreuses séries de coupes de *T. albipes*, à différents états et stades, nous conduit à signaler chez ce Iulide la présence :

— de deux groupes pairs de cellules neurosécrétrices protocérébrales que nous appellerons, du fait de leur voisinage respectif, le groupe des *globuli* I et le groupe des *globuli* II [selon la terminologie d'Holmgren (2)];

— d'un groupe pair de cellules nerveuses fortement acidophiles tritocérébrales;

— de deux groupes pairs de cellules neurosécrétrices dans le ganglion sous-œsophagien;

— d'une voie de neurosécrétion le long du collier périœsophagien reliant le cerveau avec la chaîne nerveuse ventrale.

Le groupe des *globuli* I se compose de deux amas, symétriques par

rapport au plan sagittal, de cellules neurosécrétrices réparties à la partie superficielle et dorsale de l'écorce cérébrale; elles se trouvent, sur coupes frontales, en position postérieure (aborale) ou latérale (externe ou interne) par rapport aux *globuli* I correspondants. Le groupe des *globuli* II, celui qui a été signalé par Gabe, se compose d'éléments situés dans l'écorce ganglionnaire médialement par rapport aux *globuli* II. Le produit de sécrétion des deux groupes protocérébraux se colore fortement en violet par la fuchsine-paraldéhyde de Gabe et en bleu noir par l'hématoxyline chromique de Gomori.

Les cellules tritocérébrales signalées plus haut forment un amas situé de part et d'autre de la commissure transverse de l'anneau périœsophagien; leur cytoplasme présente une forte acidophilie : tel est notamment leur comportement à l'égard de la fuchsine S et de l'éosine. Après oxydation permanganique ces cellules peuvent perdre leur acidophilie et se colorer par exemple en bleu pâle à l'hématoxyline chromique dans les conditions techniques de la coloration de Gomori.

Les cellules neurosécrétrices du ganglion sous-œsophagien forment deux amas pairs situés dans la moitié aborale du ganglion, face ventrale. Ces cellules présentent les mêmes affinités tinctoriales que les cellules neurosécrétrices protocérébrales; leur taille est celle des neurones banaux. Les images de cheminement axonal sont peu nettes si bien que la destinée du produit de neurosécrétion n'a pu être précisée.

Outre le système cellules neurosécrétrices-glande cérébrale [Gabe ([1])] les colorations à la fuchsine-paraldéhyde et à l'hématoxyline chromique mettent en évidence l'existence d'une voie de neurosécrétion le long du collier périœsophagien. C'est, dans le plan horizontal, dans la région comprise entre le pont stomato-gastrique et le « corps médial » antérieur [Holmgren ([2])], que deviennent visibles les premières gouttelettes de sécrétion sous la forme d'une traînée médiane perpendiculaire au nerf récurrent. Cette traînée se divise ensuite en deux branches, une pour chaque arc de l'anneau périœsophagien. Les gouttelettes migrent le long de la face interne de l'anneau et parviennent ainsi jusque dans le ganglion sous-œsophagien; elles forment là deux filets longitudinaux paramédians, à la face dorsale de la masse nerveuse; les traînées se poursuivent en direction aborale dans la chaîne ventrale. Cette voie de neurosécrétion a probablement une origine protocérébrale; nous avons pu mettre en évidence sa présence chez tous les Diplopodes examinés à ce sujet : les Opisthospermophores *Schizophyllum sabulosum* L., *Leptoiulus simplex glacialis* Verh., *Iulus scandinavius* Latz., *Cylindroiulus silvarum* Mein., *Cylindroiulus teutonicus* Poc., *Typhloblaniulus troglobius gibbicollis* Brol., et les Protérospermophores *Polydesmus angustus* Latz., et *Orthomorpha gracilis* C. L. K.

L'étude de cette voie cerveau-chaîne ventrale ainsi que des recherches histologiques concernant les rapports des cellules neurosécrétrices et de la glande cérébrale avec le cycle de mue, l'accouplement et la ponte sont en cours.

(1) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 828.
(2) *Kungl. Svenska Vetenskasakad. Hdl.*, 56, 1916, p. 1-303.

HISTOCHIMIE. — *Sur la sécrétion de composés phénoliques intervenant dans la stabilisation de la substance cémentaire du tube chez* Sabellaria alveolata (*L.*), *Annélide Polychète*. Note de M. **Jean Vovelle**, présentée par M. Louis Fage.

Des zones glandulaires superficielles bien localisées interviennent chez *Sabellaria alveolata* (L.) par la sécrétion de polyphénols assez labiles, au cours du tannage des protéines qui réalisent la consolidation du tube. L'oxydation de ces substances doit être favorisée par des sécrétions enzymatiques de deux types : oxydasique et peroxydasique.

La substance cémentaire qui solidarise entre eux les fragments de coquilles constituant l'essentiel du tube de *Sabellaria alveolata* (L.) se présente sous forme de sphérules élaborées par des massifs cellulaires qui occupent tout le cœlome des métamères parathoraciques. Dans une précédente Note (1), j'ai précisé histochimiquement la nature de ces sphérules (protéines à noyau aromatique), et j'ai suggéré qu'elles se trouvent stabilisées en scléroprotéines après leur élimination, dans la paroi du tube, sous l'action notamment d'une oxydase élaborée par la zone sous-épidermique de la face ventrale du premier et, partiellement, du second métamère parathoracique. L'enzyme en question (catéchol-oxydase) est éliminée en même temps que des grains baculiformes de substance «mucoïde» qui lui servent de substrat; elle est détruite par immersion de la pièce quelques secondes dans l'eau bouillante, ou 30 s dans l'eau à 90°, et conservé par des fixateurs comme l'alcool ou le formol : toutes propriétés caractéristiques des oxydases.

L'objet de la présente Note concerne principalement un troisième type de formations élaboratrices qui complètent le complexe glandulaire ainsi défini. Par leur situation sous-épidermique et leurs prolongements évacuateurs, les cellules qui les composent rappellent les cellules à enzyme. Sur des coupes histologiques colorées par des techniques topographiques, après emploi d'un fixateur banal (Azan sur pièce fixée au Bouin par exemple), elles peuvent passer inaperçues : leur cytoplasme légèrement acidophile est très altéré, vacuolaire, et semble vidé par les techniques préparatoires. Des reconstitutions, et des montages *in toto* après coloration spécifique, les localisent suivant une bande bien délimitée sur la face

ventrale du troisième métamère parathoracique, dans une situation homologue du massif glandulaire à enzyme. De plus, on les retrouve sur chaque métamère abdominal, comme deux petites taches symétriques à la face externe des rames neuropodiales, près du néphridiopore.

La mise en évidence de ces zones glandulaires permettant en outre de préciser la nature de leur sécrétion, a pu être réalisée grâce à l'emploi de fixateurs à valeur histochimique, suivi de l'examen des pièces *in toto*. A leur niveau, le fixateur de Regaud, ou l'iodate de potassium en solution formolée, révèlent une réaction chromaffine nette, qui se traduit par un brunissement. Les fixateurs osmiés manifestent aux mêmes endroits un noircissement immédiat et sélectif, soulignant le caractère réducteur des produits de sécrétion; caractère qu'on retrouve à l'aide d'une solution de nitrate d'argent ammoniacal, utilisée sur pièce fraîche avec des précautions particulières. Enfin, ces localisations prennent une teinte noir-verdâtre sur des pièces fraîches immergées dans une solution de perchlorure de fer. Toutes ces techniques réalisées sur pièces caractérisent la sécrétion étudiée comme un polyphénol.

Une contre-épreuve : l'emploi de sels de diazonium sur pièces, avec couplage à un pH alcalin, a nécessité une fixation préalable de l'animal. Elle a permis de mettre en évidence l'influence de divers agents fixateurs sur la conservation en place des produits étudiés.

Après une fixation de 15 mn au formol neutre salé, une réaction positive par couplage avec des sels de diazonium révèle les localisations précédemment définies. On l'obtient avec une intensité maximum après une fixation de 1 h, puis elle décroît. Après 24 h, très faible, elle interfère avec une oxydation spontanée des composés phénoliques, marquée par un jaunissement.

Une minute de fixation préalable à l'alcool 70° suffit pour obtenir une réaction positive, qui est maximum après 15 mn, et pratiquement nulle après 3 h de fixation. Ce résultat, entre autres, donne à penser que la substance étudiée est soluble dans l'alcool, particularité qui éclaire les difficultés de sa mise en évidence. Elle est à coup sûr éliminée sur les coupes à la paraffine de pièces fixées par un fixateur banal, et les techniques histochimiques sont rendues inefficaces sur lame.

En formant un complexe avec la sécrétion, les fixateurs à valeur histochimique vis-à-vis des polyphénols (fixateurs osmiés et bichromatés) ont cependant permis l'étude cytologique convenable des cellules sécrétrices, qui apparaissent dans ce cas remplies de minuscules granulations régulières.

Si les techniques précédemment citées convergent pour définir la substance éliminée comme un composé phénolique, et plus précisément comme un orthodiphénol, la labilité particulière du produit, son manque de

réactivité avec certains colorants spécifiques, donnent à penser qu'il ne comporte pas de substrat protéique.

L'aspect histologique des deux types de localisations glandulaires étudiées, thoracique et abdominale, est identique. Toutefois, la densité des cellules à sécrétion phénolique des massifs abdominaux pairs est moins grande : entre elles s'intercalent des cellules bourrées de petites sphérules présentant les caractères histochimiques des mucopolysaccharides acides. A la périphérie de ces sphérules, la réaction à la benzidine suivant la technique de M. Prenant révèle des activités peroxydasiques. Ces données sont à rapprocher de résultats comparables obtenus par M. Prenant (²) et Defretin (³) chez d'autres Polychètes.

En somme, la mise en évidence de cette catégorie de cellules glandulaires élaboratrices de polyphénols chez *Sabellaria alveolata* (L.) a été rendue difficile par la solubilité de leur sécrétion dans l'alcool. Elle complète les données précédemment fournies sur le tannage quinonique des protéines à noyau aromatique qui constituent les sphérules cémentaires. Il est vraisemblable que les polyphénols mis en évidence concourent notablement à la stabilisation des sphérules, après une oxydation sous l'influence d'enzymes élaborées par d'autres régions de l'animal (catéchol-oxydase, et probablement peroxydases). On peut comparer un tel processus à celui que Brunet (⁴), après Pryor (⁵), a mis en évidence au sujet de la formation de l'oothèque de la Blatte; trois types de sécrétions : protéine à noyau aromatique, polyphénol [acide protocatéchique, d'après Pryor (⁶)] et phénoloxydase, interviennent pour réaliser une maturation comparable.

(¹) J. Vovelle, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2964.
(²) *Arch. Morph. Gen. Exp.*, 21, 1924.
(³) *Ann. Inst. Oc.*, 24, 1949, p. 117.
(⁴) *Quart. J. O. M. Sc.*, 93, 1952, p. 47.
(⁵) *Proc. Roy. Soc. London*, B, 1939, p. 378.
(⁶) *Biochem. J.*, 40, 1946, p. 627.

PHYSIOLOGIE COMPARÉE. — *Contribution à l'étude du fonctionnement thyroïdien d'un Dipneuste :* Protopterus annectens *Owen.* Note de M. **Jacques Leloup**, présentée par M. Maurice Fontaine.

L'étude de la fonction thyroïdienne d'un Dipneuste, le Protoptère, met en évidence une synthèse et une sécrétion des hormones thyroïdiennes relativement rapides et intenses pour un poïkilotherme. Les iodotyrosines (mono et diiodotyrosine) ont été caractérisées dans la thyroïde et les iodothyronines (3.5.3'-triiodothyronine et thyroxine) dans la thyroïde et le plasma.

La thyroïde du Protoptère, décrite en 1892 par Parker (¹), est un organe

bien individualisé situé juste au-dessous de la symphyse hyoïdienne et constitué de deux lobes réunis par un isthme étroit. L'examen histologique montre une structure analogue à celle observée chez les autres Vertébrés : follicules thyroïdiens de taille variable renfermant de la colloïde indentée par des vacuoles de résorption. Depuis cette étude morphologique et histologique, à notre connaissance, aucune donnée sur le fonctionnement thyroïdien des Dipneustes n'a été apportée. Il était donc intéressant d'envisager ce problème en utilisant les méthodes modernes d'exploration de la fonction thyroïdienne.

Trois Protoptères femelles (*Protopterus annectens* Owen) provenant de la région de Dakar et reçus de M. le Professeur Monod, directeur de l'Institut Français d'Afrique Noire, ont été étudiés après un temps de stabulation plus ou moins long : trois mois pour le Protoptère 1, quinze à seize mois pour les deux autres. Les Poissons, maintenus dans une eau à la température de 26 ± 1° C, reçoivent une injection intrapéritonéale de 120 à 300 μC de ^{131}I sans entraîneur et sont sacrifiés 24 ou 72 h plus tard. Les radioactivités de la thyroïde, du plasma et de l'iode lié aux protéines du plasma (après précipitation des protéines par l'acide trichloracétique à 20 %) sont mesurées au compteur à scintillation. Les extraits butanoliques des plasmas et des hydrolysats trypsiques des thyroïdes sont chromatographiés, soit en butanol acétique, soit en butanol NH_4OH, 2 N, puis la radioactivité est mesurée le long du chromatogramme. Les dosages d'iode stable (^{127}I) sont effectués par la méthode de Lachiver et Leloup (2).

	Poids		Temps de sacrifice après ^{131}I (h).	^{131}I			^{127}I	
N°.	de l'animal (g).	de la thyroïde (mg).		dans la thyroïde (% de la dose).	pour 100 mg de thyroïde (% de la dose).	$\frac{T}{P}$.	dans la thyroïde (μg).	pour 100 mg de thyroïde (μg).
1.....	620	52	24	14	25,7	1 300	19,5	37,5
2.....	470	122	24	37,5	30,7	1 970	39,2	32
3.....	450	308	72	65,2	21,2	31 594	17,6	5,7

L'examen du tableau qui rassemble les résultats obtenus pour la thyroïde permet de dégager les faits suivants :

1° Bien que les poids des animaux étudiés soient assez comparables, ceux des thyroïdes sont très variables, la thyroïde du Protoptère 3 étant particulièrement hypertrophiée.

2° La fixation du radioiode rapide et importante (14 et 37 % de la dose à 24 h et 65 % à 3 jours) semble varier parallèlement au poids de la glande. En effet, rapportées à 100 mg de glande, les fixations sont assez voisines,

respectivement 25,7, 30,7 et 21,2 % de la dose pour les Protoptères 1, 2 et 3.

3° Le pouvoir de concentration de la thyroïde exprimé par le rapport

$$\frac{T}{P} = \frac{^{131}\text{I pour 100 mg de thyroïde}}{^{131}\text{I pour 100 mg de plasma}}$$

semble augmenter pour un même intervalle de temps après l'injection de ^{131}I avec le poids de la thyroïde.

4° L'iode stable thyroïdien varie de 17,6 à 39,2 μg. La teneur pour 100 mg de glande est d'autant plus faible que la thyroïde est plus hypertrophiée. L'iode thyroxinien (mesuré sur l'extrait butanolique de l'hydrolysat traité par Na OH, 4 N) représente 10 à 13 % de l'iode total.

L'étude chromatographique met en évidence la présence dans les hydrolysats de thyroïde des composés iodés rencontrés habituellement dans la thyroïde des autres Vertébrés : iodure, monoiodotyrosine, diiodotyrosine, thyroxine et 3.5.3′ triiodothyronine. Les deux iodotyrosines représentent 80 à 90 % de la radioactivité thyroïdienne; les hormones thyroïdiennes sont toujours en faibles quantités.

Dans le plasma, dont la radioactivité diminue rapidement en fonction du temps après l'injection (0,177 % de la dose par gramme de plasma à 24 h et 0,0067 % à 3 jours), les hormones thyroïdiennes apparaissent mais en faible quantité (1,5 % de la radioactivité totale du plasma) dès 24 h après l'injection de ^{131}I; leur proportion est très élevée (59 % de la radioactivité totale du plasma) chez l'animal sacrifié au temps 3 jours dont la thyroïde est très hypertrophiée. La chromatographie du plasma de ce dernier Protoptère révèle la présence d'iodure, de thyroxine et de 3.5.3′ triiodothyronine, cette dernière représentant environ le 1/5e de la thyroxine. La teneur en iode stable (^{127}I) du plasma est faible et relativement constante : 4,2 à 5,2 μg pour 100 ml. L'iode hormonal représente 27 à 61 % de l'iode du plasma, la valeur maxima étant observée chez le Protoptère 3.

L'ensemble de ces résultats traduit une activité thyroïdienne toujours importante. Elle est particulièrement élevée chez le Protoptère 3 : sa thyroïde hypertrophiée a une teneur en iode stable faible, fixe intensément le radioiode et sécrète rapidement les hormones thyroïdiennes dans le milieu intérieur; cette hyperactivité thyroïdienne peut être en relation, tout au moins *pro parte*, avec l'état génital, l'ovaire de ce Poisson étant plus évolué que celui des deux autres Protoptères étudiés. Quoiqu'il en soit des différences individuelles observées, le fonctionnement thyroïdien du Protoptère semble être plus intense que celui de la plupart des Poissons étudiés jusqu'ici, à l'exception d'un Téléostéen africain, le Periophthalme chez lequel les hormones thyroïdiennes sont sécrétées très rapidement

dans le milieu intérieur ([3]). L'activité thyroïdienne importante de ces deux espèces africaines peut résulter de la température élevée à laquelle est réalisée l'expérimentation mais une relation avec leur mode de respiration essentiellement aérienne n'est pas à exclure. Nous envisagerons dans un prochain travail les modifications profondes du fonctionnement thyroïdien au cours de l'estivation.

([1]) W. N. PARKER, *Trans. Roy. Irish Acad.*, 30, 1892, p. 109.
([2]) F. LACHIVER et J. LELOUP, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 31, 1949, p. 1128.
([3]) J. LELOUP, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1765.

(Laboratoire de Physiologie du Muséum, Paris.)

EMBRYOLOGIE. — *La larve de* Galeodes arabs *C. L. K.* (*Arachnide, Solifuge*). Note de M. **MAX VACHON**, présentée par M. Louis Fage.

Les jeunes Solifuges venant d'éclore possèdent une morphologie et une organisation incomplète qui permettent de les qualifier de *larves*. L'étude de ce stade est extrêmement précieuse au point de vue embryologique et phylogénétique. La présente Note précise quelques-uns des caractères importants de ce stade chez *Galeodes arabs* C. L. K.

L'aspect des larves est très caractéristique (*fig.* 1 et 2) : pédipalpes et pattes ambulatoires 1 sont ramenés en arrière le long du corps par dessus les autres pattes, latéralement étendues. La larve, dans cette position, est incapable de se mouvoir.

Le *céphalothorax* ne porte aucune soie et deux sillons le partagent dorsalement en trois régions : l'antérieure correspondant ventralement à quatre segments : chélicères, pédipalpes, pattes 1 et 2, la médiane à celui des pattes 3 et la postérieure à celui des pattes 4. L'*abdomen*, si l'on tient compte des neuf paires de soies qu'il porte, ne serait donc fait que de neuf segments. Les *chélicères* à doigt mobile bien distinct (*fig.* 2) forment deux grandes cornes antérieures ; les doigts ne portent qu'une seule petite dent distale que nous considérons comme organe d'éclosion (*fig.* 4). Entre les chélicères, le *rostre* (*fig.* 3) porte ventralement deux processus entre lesquels s'ouvre la bouche donnant accès dans un pharynx à parois chitinisées. La région antérieure du tube digestif est donc bien développée à l'encontre de l'intestin terminal apparemment aveugle. En cet état, la larve semble ne pouvoir vivre qu'aux dépens de ses réserves vitellines.

Les *hanches* de tous les appendices (*fig.* 2), sauf celles des chélicères sont bien distinctes bien que non séparées axialement. Il n'y a aucune trace de sternites; les hanches des pédipalpes ont un processus antérieur conique bien développé et sont accolées à celles des pattes 1; elles sont

distantes des hanches des pattes 2 elles-mêmes séparées de celles des pattes 3 et 4 (*fig.* 2). La *segmentation des pattes* est difficile à préciser; selon les appendices, il y a cinq, six ou sept articles. Les pattes se terminent, distalement, par de petites griffes et le dernier article possède une soie dorsale. Les griffes sont semblables dans les pattes 2, 3 et 4 (*fig.* 7), mais diffèrent de celles des pattes 1 (*fig.* 6) et des pédipalpes (*fig.* 5).

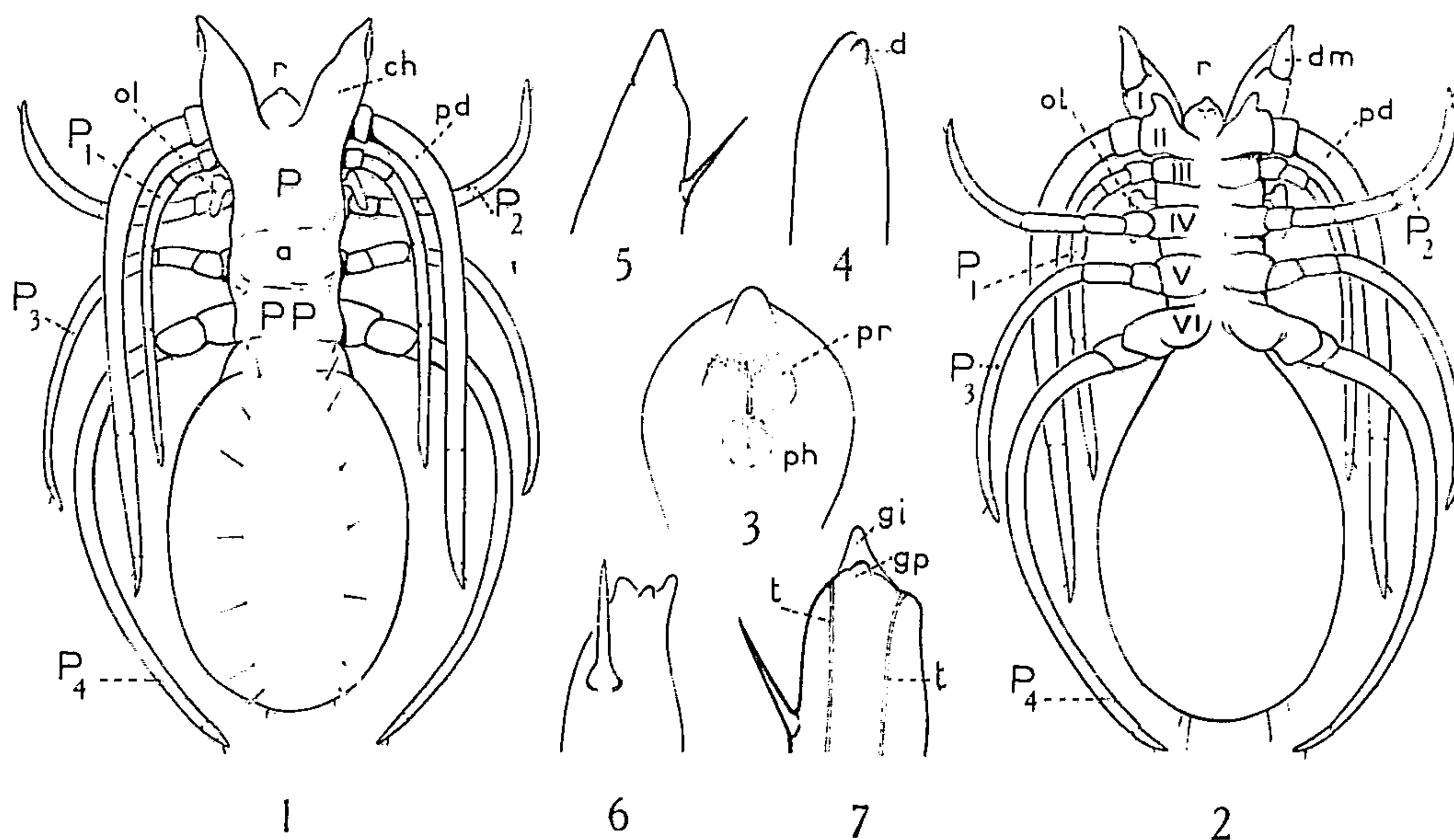
Entre les pattes 1 et 2, mais dorsalement, débouche dans le pleurum et de chaque côté, l'*organe latéral*, raquette allongée à court pédicule (*fig.* 2). Il n'y a, entre les pattes 2 et 3, aucun indice de stigmates et d'appareil respiratoire. L'abdomen ne porte aucune ébauche appendiculaire.

La larve de *Galeodes arabs* (Famille des *Galeodidæ*) diffère de celle de *Galeodes araneoides* décrite par A. Croneberg [1], en 1887, par les caractères suivants : neuf paires de soies abdominales au lieu de six; pattes segmentées munies de griffes et d'une soie; doigts des chélicères différenciés munis d'une petite dent distale. Nous pensons cependant, sauf en ce qui concerne le nombre des soies, que les autres caractères non retrouvés chez *G. araneoides* ont pu échapper à Croneberg. Il est important de souligner que, chez ces deux *Galeodes*, le céphalothorax est *dorsalement trisegmenté* et que ces trois segments correspondent à ceux que nous avons reconnus chez l'adulte et portés dans notre tableau de segmentation du corps des Solifuges [2].

Des différences plus importantes existent entre les larves de *Galeodes* et celle de *Solpuga hostilis* White (Famille des *Solpugidæ*) décrite par R. F. Lawrence en 1947 [3]. Les appendices n'ont pas la même position; ils sont tous rabattus ventralement le long du corps, lequel porte 14 paires de longues soies dorsales : 8 abdominales et 6 céphalothoraciques. Des soies ventrales existent mais leur disposition métamérique est imprécise. Chez *S. hostilis*, les appendices, incomplètement segmentés, se terminent tous par une longue griffe impaire et, sauf les pattes 4, portent distalement une soie dorsale. L'organe latéral est présent mais peu apparent; sa position est identique. R. F. Lawrence ne signale aucun épaississement chitineux à l'extrémité des doigts des chélicères, ni aucun processus face ventrale du rostre. Il y a donc entre les larves de ces deux familles de notables différences que, seul, l'examen d'autres larves de Solifuges permettra d'interpréter. C'est pourquoi nous avons confié, à l'un des élèves du Professeur A. Hollande d'Alger, l'étude des stades du développement des Solifuges en attirant son attention sur la morphologie, l'anatomie et la physiologie des larves.

Dès à présent — et parce que cela doit être étendu à l'ensemble des Arachnides — nous tenons à souligner la *valeur de la période larvaire*, pouvant comporter, comme chez les Araignées, plusieurs phases et plusieurs stades. Cette *période d'immobilité* au cours de laquelle les systèmes essen-

tiels (sauf reproducteur) ébauchés et mis en place au cours de l'époque précédente, embryonnaire, terminent leur édification, est *organogénétiquement très importante*. Les larves, enfin, sont intéressantes parce qu'elles possèdent des *organes spéciaux* : organes latéraux (Solifuges, Phrynes, Télyphones), organes métamériques des Scorpions et particulièrement



Galeodes arabs C. L. K.

Fig. 1 : Larve, vue dorsale (longueur totale : 8 mm). Fig. 2 : Vue ventrale. Fig. 3 : Rostre, vue ventrale. Fig. 4 : Chélicère, extrémité du doigt mobile. Fig. 5 : Extrémité du pédipalpe, vue dorsale. Fig. 6 : Extrémité de la patte 1, de profil. Fig. 7 : Extrémité des pattes 2, 3 ou 4, vue dorsale. Abréviations, a, tergites des arcs (métamère V); ch, chélicère; d, dent d'éclosion; dm, doigt mobile, chélicère; gi, griffe impaire; gp, griffe paire; ol, organe latéral; p, propeltidium (tergites métamères I à IV); pd, pédipalpe; ph, pharynx, vu par transparence; pp, postpeltidium (tergite métamère VI); pr, processus rostraux; p_1, p_2, p_3, p_4, pattes ambulatoires; r, rostre; t, tendons musculaires. Les chiffres romains précisent le rang des métamères.

l'organe de Laurie des Scorpions *Opisthophthalmus*. Ces organes ne doivent pas être considérés comme des vestiges mais comme des organes appartenant en propre aux larves et éliminés lors de la mue terminant la période larvaire. Cette mue, qui donne naissance à la première nymphe, inaugure une nouvelle période, physiologiquement très différente des précédentes. Au cours de la période larvaire, le matériel alimentaire d'origine vitelline est transformé par un système digestif incomplet et aveugle, en l'absence d'appareil respiratoire différencié. Il sera nécessaire, pour interpréter les organes larvaires, de connaître leurs rapports avec les systèmes digestif, circulatoire et excréteur existants, en un mot de préciser leur rôle vis-à-vis du milieu intérieur et lors des processus d'assimilation et d'excrétion.

(1) *Zool. Anz.*, 10, n° 247, 1887, p. 163-164, 2 figures.
(2) P.-P. GRASSÉ, *Traité de Zoologie*, 6, 1949, p. 489.
(3) *Proc. Zool. Soc. London*, 117, 1947, p. 429-434, 2 figures.

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Différenciation régionale des phanères de l'embryon de Poulet.* Note de M. **PHILIPPE SENGEL**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Le derme est l'inducteur du caractère régional de la différenciation épidermique. Quelle que soit son origine topographique, l'épiderme répond à l'induction dermique par la formation de germes plumaires ou d'écailles, selon la qualité du derme, dorsale ou tarso-métatarsienne.

La plus grande partie de la peau de l'embryon de poulet différencie, au cours du 7e et du 8e jour d'incubation, de petites papilles cylindriques qui sont les *germes plumaires.* Seules les régions du tarso-métatarse et du pied se couvrent, aux environs du 12e jour d'incubation, d'excroissances larges et plates, les *écailles* ou *scutelles.*

Les germes plumaires et les écailles sont constitués d'une gaine épidermique et d'une pulpe dermique. Il est possible, en faisant agir la trypsine diluée [*cf.* A. Moscona (1)], de scinder les ébauches de ces structures en leurs deux parties constituantes, derme et épiderme. En réunissant les fragments de derme et d'épiderme ainsi séparés, on réalise des associations « chimères » dont les constituants peuvent être d'âge et de nature différents. La méthode de culture d'organes de Ét. Wolff et K. Haffen (2) offre la possibilité de suivre l'évolution de ces associations *in vitro* et d'en étudier les différenciations.

De telles expériences ont déjà permis de définir le rôle du derme et de l'épiderme dans l'édification du germe plumaire (3) et dans la détermination de son orientation (4).

Il est admis depuis longtemps, et particulièrement depuis les observations de H. R. Davies (5), de P. Blaszyk (6) et de A. Gerber (7), que l'écaille et la plume (ou, plus exactement, le « complexe plumeux » de A. Gerber (7)) des Oiseaux sont des différenciations épidermiques homologues. Cette opinion n'a pas encore reçu de confirmation expérimentale et implique l'existence d'une bipotentialité de la peau de l'embryon d'Oiseau, capable de donner, selon le cas, des plumes ou des écailles.

Peut-on mettre en évidence cette bipotentialité et, par là même, expliquer le déterminisme du caractère régional des différenciations épidermiques ? Deux séries expérimentales répondent à ces questions. Les fragments de peau sont prélevés sur des embryons de poulet de la race Leghorn blanche, puis dissociés à la trypsine en leurs éléments dermique et épidermique.

Première série : Association de derme dorsal de 6 jours 3/4 et d'épiderme tarso-métatarsien de 12 jours d'incubation. — Le fragment de derme est découpé dans la région médiodorsale d'un embryon de 6 jours 3/4 d'incubation. Il comporte de 3 à 5 rangées d'ébauches plumaires dermiques. Le fragment d'épiderme est prélevé sur la face antérieure du tarso-métatarse d'un embryon de 12 jours d'incubation. Des sillons y indiquent déjà le contour des futures écailles. L'assise basilaire de l'épiderme est mise en contact avec la face supérieure du derme. Après 5 jours de culture, les associations de ce type présentent toutes de nombreux germes plumaires typiques, comme les fragments de peau dorsale témoins. Les explants témoins de peau de la région tarso-métatarsienne différencient des écailles.

Deuxième série : Association de derme tarso-métatarsien de 13 jours et d'épiderme dorsal de 6 jours 1/2 d'incubation. — Le fragment de derme est prélevé sur la face antérieure du tarso-métatarse d'un embryon de 13 jours d'incubation. Il présente deux rangées d'ébauches scutellaires dermiques déjà nettement dessinées. Le fragment d'épiderme est découpé dans la région médiodorsale d'un embryon de 6 jours 1/2 d'incubation. Les futurs germes plumaires n'y sont guère encore indiqués que le long de la ligne médiodorsale, où, de place en place, pointe une très faible convexité. L'assise basilaire de l'épiderme est mise en contact avec la face supérieure du derme. En 5 jours de culture, de telles associations développent deux rangées d'écailles bien formées se recouvrant les unes les autres comme les tuiles d'un toit. Comme dans la série précédente, les explants témoins de peau entière dorsale et tarso-métatarsienne se différencient selon leur caractère originel, les uns fournissant des germes plumaires, les autres des écailles.

Ces expériences mettent en évidence le rôle important du derme dans la différenciation de l'épiderme. C'est le derme qui, par son caractère propre, détermine le caractère régional des structures épidermiques. Le derme du dos induit des germes plumaires; le derme de la région tarso-métatarsienne induit des écailles.

Nos résultats s'accordent avec ceux de J. M. Cairns et J. W. Saunders, Jr. ([8]) qui, après l'implantation d'un fragment de mésoderme du bourgeon de la patte sous la cape apicale du bourgeon de l'aile, observent la formation d'un membre antérieur muni de doigts scutellés.

Nos expériences montrent de plus que, très tardivement encore au cours de l'organogenèse, la différenciation épidermique peut être déviée de sa destinée normale et, par conséquent, que le derme conserve jusqu'à un stade avancé son activité morphogène spécifique. Quelle que soit sa qualité topographique, l'épiderme est capable de fournir aussi bien des plumes que des écailles. La bipotentialité de la peau de l'embryon de poulet se trouve ainsi démontrée.

(1) A. Moscona, *Exp. Cell. Res.*, 3, 1952, p. 535-539.
(2) Ét. Wolff et K. Haffen, *Texas Rep. Biol. Med.*, 10, 1952, p. 463-472.
(3) P. Sengel, *Experientia*, 13, 1957, p. 177-182.
(4) P. Sengel, *Bull. Soc. zool.*, 82, 1957, p. 233-238.
(5) H. R. Davies, *Morphol. Jb.*, 15, 1889, p. 560-645.
(6) P. Blaszyk, *Gegenbaur's Morphol. Jb.*, 75, 1935, p. 483-567.
(7) A. Gerber, *Rev. suisse zool.*, 46, 1939, p. 161-324.
(8) J. M. Cairns et J. W. Saunders, Jr., *J. exp. Zool.*, 127, 1954, p. 221-248.

(*Laboratoire d'Embryologie expérimentale du Collège de France et du C. N. R. S.*)

ANTHROPOLOGIE. — *Constantes angulaires cranio-faciales.* Note (*) de MM. **Antoine Delattre** et **Raphaël Fenart**, présentée par M. Robert Courrier.

Leur application au profil crânien de l'Homme de la Quina en autorise une rectification.

De nombreuses mensurations prises sur des crânes de Primates et des crânes humains ont permis d'établir l'existence de rapports angulaires généralement constants qui règlent les positions de l'ouverture orbitaire

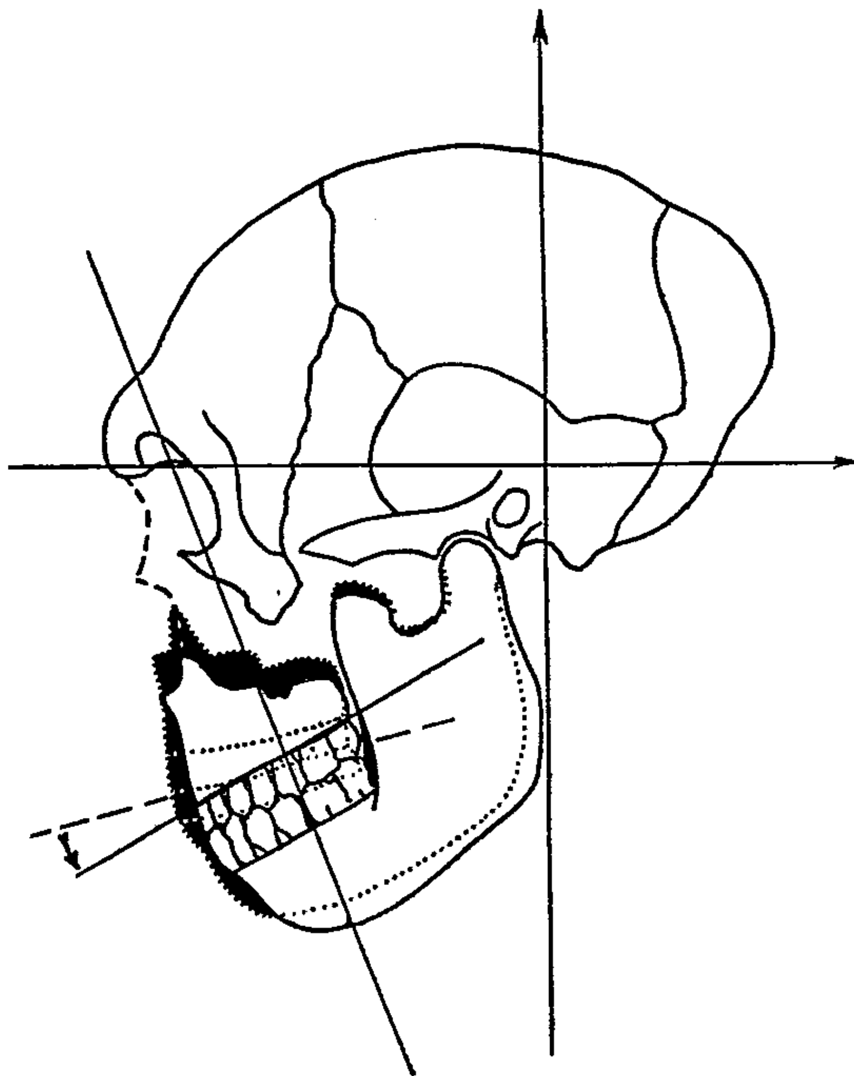


Fig. 1. — Crâne de l'Homme de la Quina orienté dans les axes vestibulaires. On a figuré en noir le profil donné par H. Martin, et en superposition celui que nous proposons. Noter la droite orbito-mandibulaire et la droite alvéolaire supérieure. Une flèche montre la rotation à effectuer.

et du plan alvéolaire relativement aux plans vestibulaires. Ces relations angulaires permettent d'orienter le massif facial par rapport au plan des canaux semi-circulaires latéraux. Appliquées au crâne de l'Homme de la Quina, elles ont permis d'en rectifier la position du massif facial.

Les normes de construction de la face humaine sont les suivantes (*fig.* 1) (1).

1° Un angle de 70° existe entre la direction du plan vestibulaire horizontal (plan des canaux semi-circulaires latéraux) et le plan défini par les points : orbitaire supérieur, orbitaire inférieur et le point symphysaire inférieur de la mandibule. La figure 2 montre la trace de ces deux plans sur le plan sagittal de la tête.

2° Un angle de 30° existe entre le plan vestibulaire horizontal et le plan alvéolaire supérieur, ainsi qu'avec la partie postérieure du plan palatin.

3° D'où il résulte qu'entre le plan orbito-mandibulaire et le plan alvéolaire existe un angle de 80°.

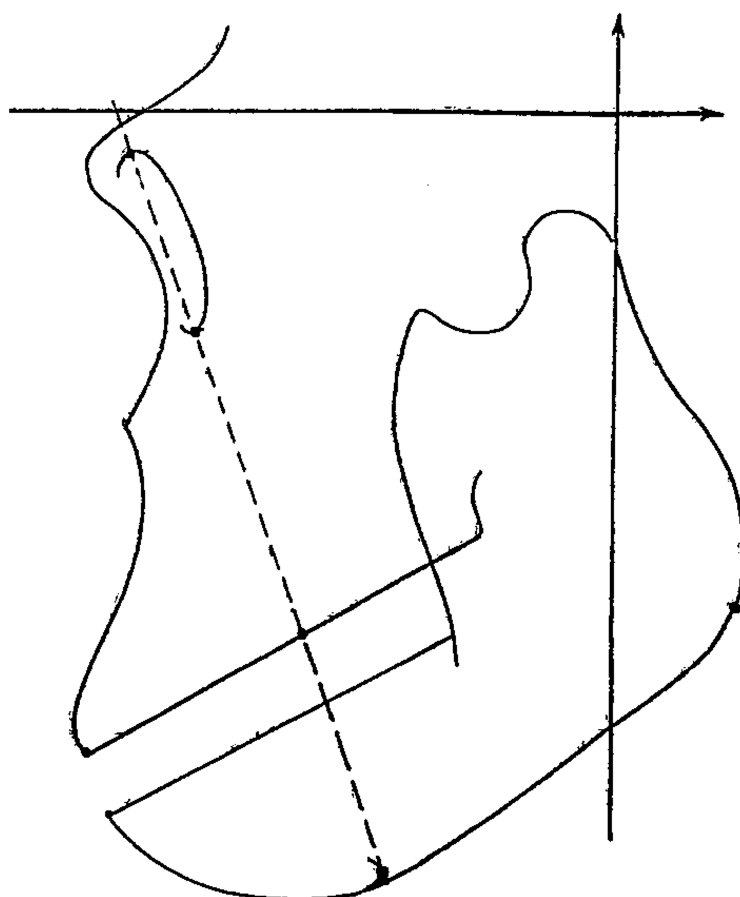


Fig. 2. — Face et mandibule de Gorille adulte mâle avec orientation vestibulaire. On y a figuré la droite alvéolaire supérieure et, en tirets, la droite orbito-mandibulaire.

Connaissant ces éléments, il est possible d'établir la position réelle des splanchnocrânes détachés des crânes fossiles.

Pour appliquer cette méthode au crâne de l'Homme de la Quina, nous lui avons donné préalablement une orientation vestibulaire approchée. Celle-ci a été établie grâce à une formule générale présentée en 1956 par R. Fenart (2). Cette formule est mathématiquement basée sur la courbure de la calotte cranienne. Elle a permis de donner au crâne de l'Homme de la Quina l'orientation vestibulaire de la figure 1.

Dès lors pour placer en position correcte le massif facial de l'Homme de

la Quina il a suffi de le faire tourner vers le bas et l'arrière d'un angle de 17° autour de ses condyles mandibulaires pris comme axes naturels.

(*) Séance du 16 décembre 1957.
(1) A. Delattre et R. Fenart, *Bull. Soc. Anthr.*, Paris, 1956.
(2) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1149.

ZOOLOGIE. — *Sur l'organisation de* Chthamalophilus delagei J. Bocquet (*Crustacé Rhizocéphale*). Note de Mme **Jacqueline Bocquet-Védrine**, présentée par M. Louis Fage.

Quatre formations impaires : ovaire, testicule, canal mésentérique, cavité incubatrice, représentent l'essentiel de l'organisation du sac externe, chez *C. delagei* adulte. L'insertion de l'ovaire sur une région pariétale opposée au pédoncule constitue le caractère anatomique le plus singulier du parasite.

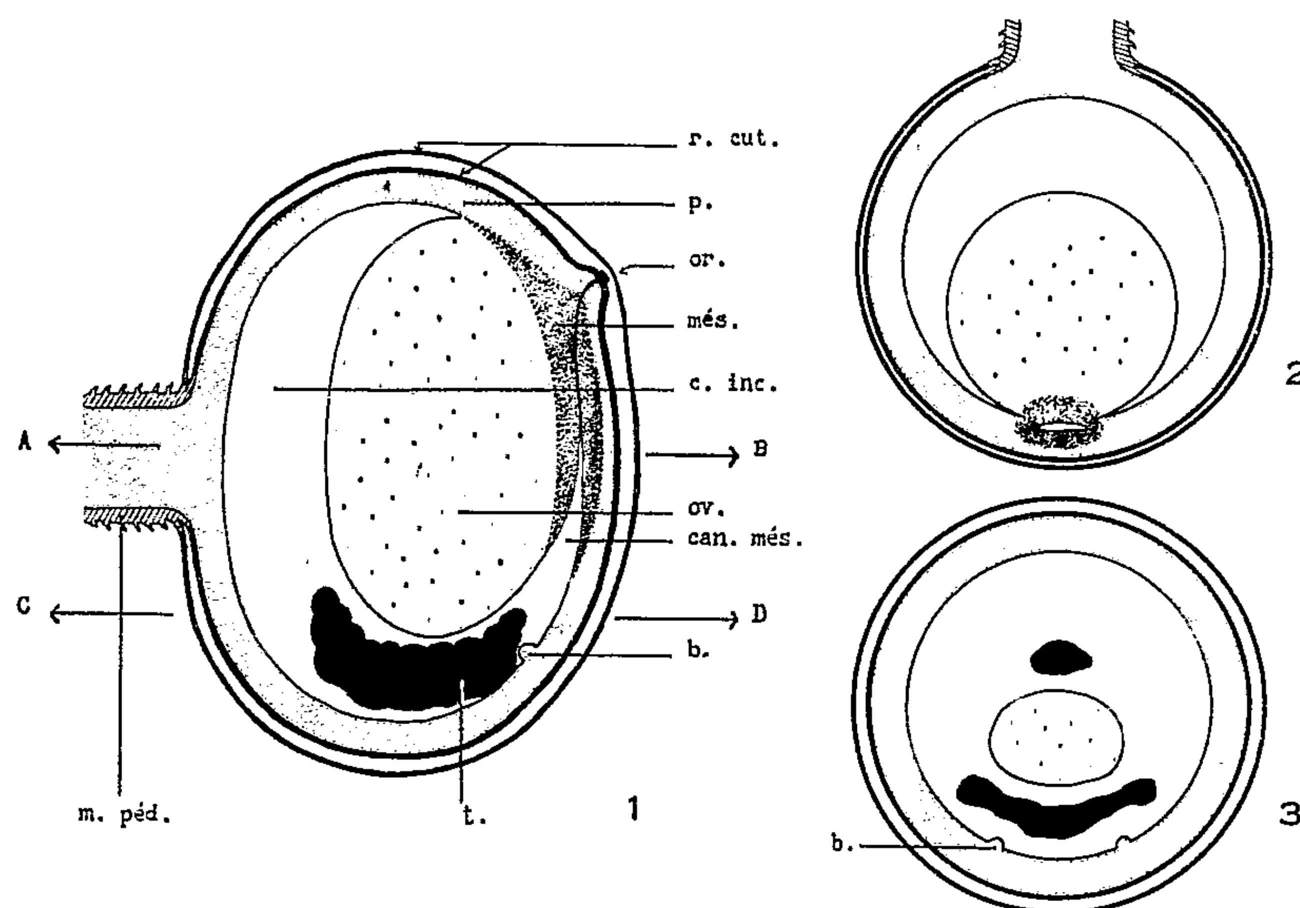
La morphologie de *Chthamalophilus delagei* J. Bocquet, Rhizocéphale vivant sur *Chthamalus stellatus*, a été décrite précédemment (1). Je dégagerai ci-dessous les traits essentiels de l'organisation du parasite externe adulte.

A. Pédoncule. — Le pédoncule, cylindrique et court, est recouvert d'un manchon squelettique épais, atteignant 15 à 20 μ, constitué par la soudure d'éléments sécrétés, à la base du sac externe, au cours des intermues successives de ce sac; le manchon semble, en raison de sa coloration orange après le Mallory, de nature épicuticulaire dans toute son épaisseur. L'épithélium pédonculaire, fait de cellules étroites et hautes, entoure une région centrale occupée par un tissu lacuneux dont les cellules sont allongées suivant l'axe du pédoncule.

B. Sac externe. — 1° *Étude topographique.* — Le grand axe de la masse externe, légèrement oblongue, détermine avec l'axe du pédoncule le plan de symétrie du *C. delagei* externe. Le corps est limité par une paroi qui sécrète la cuticule externe du parasite; ce revêtement comprend généralement deux couches cuticulaires bien séparées l'une de l'autre, qui se raccordent aux deux anneaux les plus distaux du manchon épicuticulaire du pédoncule; tout se passe comme si la plupart des parasites, ayant achevé la préparation d'une nouvelle mue, restaient relativement longtemps dans cette phase D_2 de leur cycle d'intermue. Quatre formations, toutes impaires : un ovaire, un testicule, une cavité incubatrice, un canal mésentérique sont les seuls éléments d'organisation, auxquels il faudra sans doute ajouter un ganglion nerveux que les techniques histologiques employées ne m'ont pas encore permis de déceler.

L'ovaire est une masse oblongue, allongée dans le même sens que le sac externe et s'étendant sur les deux tiers environ de sa longueur; refoulé

à un pôle, contre la paroi opposée au pédoncule, il s'attache largement sur cette paroi par un mésentère en forme de calotte. Le canal mésentérique, qui fait communiquer la cavité incubatrice avec l'extérieur, est creusé dans l'épaisseur de cette calotte; son orifice, situé près du pôle, est une petite fente transversale, obturée par un bouchon de chitine et bordée par deux lèvres saillantes; le canal s'allonge dans le plan de symétrie,



Chthamalophilus delagei; schémas représentant l'organisation du sac externe. Fig. 1 : Coupe suivant le plan de symétrie. Fig. 2 et 3 : Sections transversales passant par AB et CD. (*b*, bourrelet en fer à cheval; *can. més.*, canal mésentérique; *c. inc.*, cavité incubatrice; *m. péd.*, manchon pédonculaire; *més.*, mésentère; *or.*, orifice du canal mésentérique; *ov.*, ovaire; *p.*, paroi du sac; *r. cut.*, revêtement cuticulaire; *t.*, testicule).

parallèlement à la paroi, et vient s'ouvrir dans la cavité incubatrice au niveau du pôle non fixé de l'ovaire. Le testicule, sans forme fixe, de teinte grise sur le vivant, moins volumineux que l'ovaire, s'insère lui aussi sur la paroi opposée au pédoncule, mais près du débouché interne du canal mésentérique. La cavité incubatrice occupe tout l'espace compris entre la paroi et les organes reproducteurs.

2° *Étude anatomique.* — *a. Paroi du corps.* — Les coupes de la paroi du sac montrent, de l'extérieur vers l'intérieur : un revêtement cuticulaire double, souple et lisse; un épithélium externe, fait de cellules cubiques, à gros noyaux renfermant un ou deux nucléoles; un conjonctif mince, dans lequel circulent des fibres musculaires convergeant vers l'orifice externe du canal; un épithélium interne, *non recouvert de cuticule*, formé de cellules très plates à noyaux très petits.

b. Canal mésentérique. — Sur les deux tiers de sa longueur (en partant

de l'orifice externe qu'entoure un sphincter musculaire) le canal, aplati parallèlement à la paroi du corps, n'a qu'une lumière virtuelle sauf, sans doute, lors de la libération des cypris; ses cellules ont les mêmes caractères que celles de l'épithélium externe (présence d'une cuticule), avec lesquelles elles sont d'ailleurs en continuité. Sur le dernier tiers de son parcours, le canal s'élargit et sa lumière s'ouvre; tout revêtement cuticulaire est absent. Au niveau où le canal se jette dans la cavité incubatrice, la paroi interne du corps présente un bourrelet en fer à cheval.

c. Ovaire. — L'épithélium interne qui tapisse toute la paroi du corps se réfléchit pour former l'épithélium ovarien. C'est dans la partie de l'ovaire la plus voisine du mésentère que se multiplient les cellules reproductrices. Les ovocytes mûrs, sphériques (diamètre = 36 μ environ), sont pourvus d'un gros noyau excentrique et très chargés en vitellus réparti en granulations réfringentes. Des cellules plus petites, dépourvues de réserves, accompagnent les ovocytes; elles dégénèrent avant la ponte qui nécessite une rupture de l'épithélium ovarien, étant donné l'absence d'oviducte.

d. Testicule. — Le testicule est un massif cellulaire ne possédant ni paroi propre, ni canal déférent. Ses parties superficielles se détruisent à mesure que se libèrent les spermatocytes, dont la maturation s'achève dans la cavité incubatrice. La partie profonde, formée de cellules polygonales de petite taille, à cytoplasme clair, à noyaux fortement colorables uni-nucléolés, est le siège de nombreuses divisions. Les difficultés d'observation de cet organe, lorsque la cavité incubatrice est remplie d'embryons, le caractère cyclique de son activité, la faible dimension de ses cellules, sa structure d'ensemble très aberrante ne m'avaient pas permis jusqu'ici de l'identifier.

L'absence de racines reste sans doute l'une des particularités les plus remarquables de *C. delagei*. Mais cette espèce se singularise également par sa structure anatomique : chez tous les Rhizocéphales précédemment décrits, l'ovaire reste fixé au niveau pédonculaire; l'insertion de l'ovaire à l'opposé du pédoncule caractérise *C. delagei*. Je montrerai ultérieurement que cette disposition curieuse ne se réalise d'ailleurs que secondairement, au cours du développement, l'organisation du sac externe qui vient de poindre étant temporairement, chez *C. delagei*, très proche de celle qui persiste chez les autres Rhizocéphales.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1545.

BIOLOGIE. — *L'organe de Bellonci et le comportement chromatique de* Sphæroma serratum *Fab.* Note de Mlle **Nicole Pigeault**, présentée par M. Louis Fage.

Le rôle endocrinien de l'organe de Bellonci est mis expérimentalement en évidence chez *Sphæroma serratum* : son ablation entraîne l'étalement des chromatophores noirs.

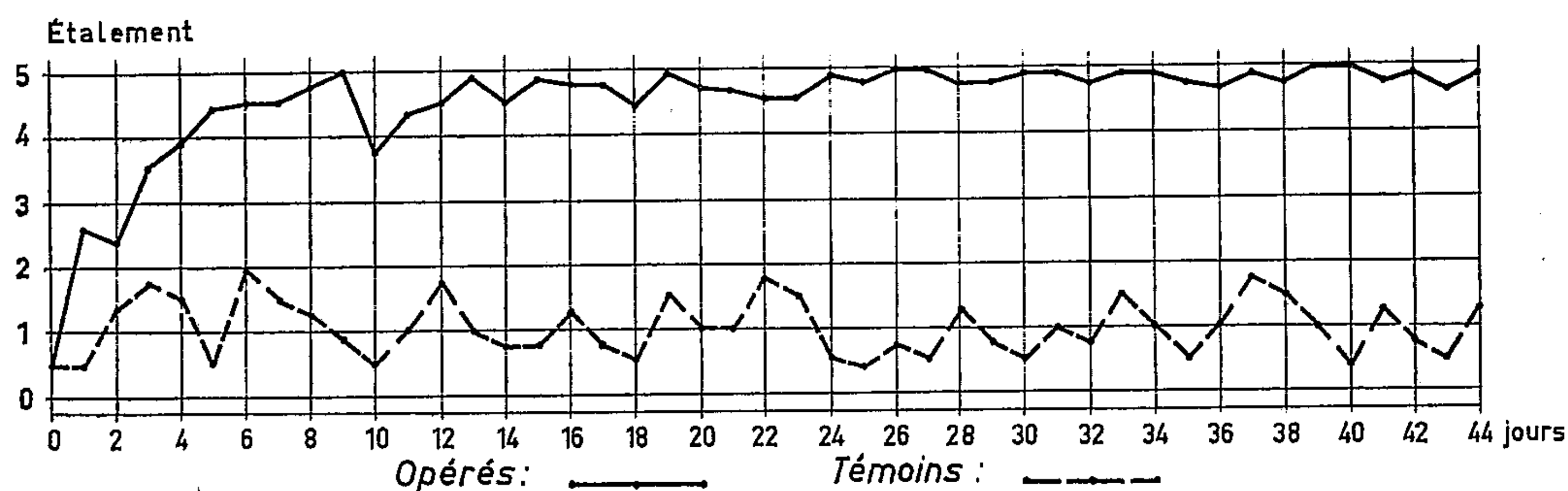
Le contrôle endocrinien des mouvements pigmentaires chez les Crustacés Décapodes a été établi depuis longtemps. De nombreux auteurs se sont penchés sur le même problème chez les Isopodes. En 1956, Knowles et Carlisle (1) ont résumé les principaux résultats obtenus et ont conclu qu'il devait exister, dans la tête des Isopodes, une formation endocrine ou neurocrine dont le produit de sécrétion contracte le pigment noir des chromatophores. Okay (2), chez *Sphæroma serratum*, l'avait localisée au voisinage immédiat de l'œil. Ces conclusions permirent d'émettre l'hypothèse d'une intervention de l'organe de Bellonci dans l'adaptation chromatique. C'est ce qui nous a amené à étudier, chez *S. serratum*, l'effet de l'ablation de cette glande.

L'organe de Bellonci se présente comme une vésicule ovoïde, rattachée par un pédoncule aux lobes optiques. Il a été homologué, anatomiquement par Amar (3), histologiquement par Gabe (4) à l'organe X des Crustacés Décapodes. Il est situé au niveau de la *lamina ganglionaris* près de la glande du sinus qui, en forme de calotte, coiffe la *medulla externa*. La forme même de l'organe de Bellonci en facilite l'extraction. Après perforation de la carapace, en avant de l'œil, il est dégagé des tissus environnants, puis enlevé à l'aide d'une pince fine par rupture au niveau de l'insertion du pédoncule sur le lobe optique. L'ablation des organes de Bellonci se fait en deux temps, sur une bête donnée, la simultanéité des opérations provoquant la mort de l'animal. Les expériences ont été effectuées sur des mâles de 6 à 11 mm de long. Pour rendre les résultats plus comparables, toutes les observations ont porté sur des individus de même type polychromatique (type *albicans*) (5). Celui-ci présente le pouvoir d'adaptation maximum aux changements de couleur du fond, par le jeu de ses chromatophores dichromes noir et blanc et monochromes noir. A un instant donné, chez un même individu, le degré de dispersion du pigment noir dans les chromatophores n'est pas équivalent sur l'ensemble du corps. Aussi avons-nous toujours examiné la même région (face dorsale du pléotelson).

Les opérés sont placés avec un témoin dans une boîte de Petri, près de la fenêtre. Ils sont maintenus à la température de la pièce et sur fond blanc,

l'eau de mer est renouvelée tous les deux ou trois jours. Des algues constituent leur nourriture.

A une température de 17 à 22°, la mortalité post-opératoire reste dans les limites convenables (moins de 50 %). Elle s'élève rapidement avec la chaleur (100 % à 29-30°). Pour une soixantaine de sujets opérés, la durée de survie a varié d'un à cinq mois. Bien que de fortes variations individuelles existent, on observe, chez les témoins, que la dispersion du pigment sombre à l'intérieur des chromatophores présente un maximum au cours de la matinée et un minimum le soir, après le coucher du soleil.



Au moment de l'opération, les animaux sont clairs. Ils sont alors replacés sur fond blanc. Ils passent par une phase d'assombrissement. Ce dernier, progressif, commence par la région céphalique puis s'étend à l'ensemble du corps, phénomène qui rappelle exactement le processus d'adaptation d'un Sphérome clair au fond noir. Durant les jours qui suivent, l'étalement moyen des chromatophores subit toujours des variations mais de moins grande amplitude que chez les témoins. Au bout d'un certain temps, variable suivant les individus, le pigment noir s'étale de façon permanente.

La courbe représente l'étalement moyen des chromatophores noirs de 20 opérés et 20 témoins observés chaque jour à 18 h 30. L'extension du pigment noir est chiffrée de 0 à 5, le zéro correspondant à l'état de contraction maximum.

Il est intéressant de noter que les individus opérés au stade D d'intermue ne montrent en général aucune réaction pigmentaire définie jusqu'à la mue. Après celle-ci, l'assombrissement du corps devient vite maximum, comme chez les autres opérés.

Ces premiers résultats permettent de considérer l'organe de Bellonci comme le lieu de formation d'une substance qui contracte le pigment noir des chromatophores chez *Sphæroma serratum, albicans*. Des recherches sont en cours pour savoir s'il en est la source unique ou si d'autres organes interviennent dans le phénomène. Nous essayons de déterminer par ailleurs son action sur la fréquence des mues.

(1) G. W. Knowles et D. B. Carlisle, *Biol. Rev.*, 1956, p. 396-473.
(2) *Rev. Fac. Sc. Univ. Istambul*, série B, 9, fasc. 5, 1944, p. 366-386.
(3) *Ann. Fac. Sc. Marseille*, Série II, 20, fasc. III, 1951, p. 167.
(4) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 973.
(5) *Cf.* Ch. Bocquet, C. Lévi et G. Teissier, *Arch. Zool. exp. et gén.*, 87, 1951, p. 245-298, 2 pl.

(*Laboratoire de Zoologie, Institut scientifique chérifien, Rabat, Maroc.*)

GÉNÉTIQUE ÉVOLUTIVE. — *Influence de l'hétérosis sur la vigueur des mâles de* Drosophila melanogaster. Note de M. **Ernest Bösiger**, présentée par M. Maurice Caullery.

La vigueur de mâles hybrides de *Drosophila melanogaster* est étudiée pour plusieurs souches. Il semble que l'effet d'hétérosis qu'on trouve, est de nature purement génétique, et que son intensité est liée au degré d'hétérozygotie des mâles.

Des travaux antérieurs ont montré que l'activité sexuelle des mâles de *Drosophila melanogaster* est plus forte dans des souches assez fraîchement capturées dans des populations naturelles que dans celles qui ont été élevées pendant de longues années au laboratoire; et que des mâles hybrides accusent en F_1 une forte augmentation de leur vigueur par rapport aux souches parentales (1). Les résultats de cette première étude de l'effet d'hétérosis sur la vitalité des mâles sont exposés dans la présente Note.

Matériel et technique. — La souche *forked* (*f*) est élevée depuis longtemps au laboratoire. La souche *sepia* 532 (*se*) découle d'une seule femelle, hétérozygote pour le gène *sepia*, capturée en 1952 à Banyuls-sur-Mer. Les souches *Aloxe-Corton* (*Al*) et *Montpellier* (*Mo*) (École Nationale d'Agriculture) ont été constituées chacune avec une dizaine de couples, capturés dans ces lieux en 1955.

On obtient une mesure de l'activité sexuelle des mâles en laissant un mâle pendant deux jours en contact avec dix femelles vierges, pour pouvoir déterminer le nombre de femelles fécondées. Les mâles *f* et *se*, peu actifs, furent placés dans des tubes de culture avec six femelles, tous les autres mâles avec dix femelles de la souche *Al*.

Six types de mâles hybrides ont été utilisés, comprenant chaque fois les deux hétérozygotes réciproques :

A. Hybrides entre deux souches dont les mâles sont peu actifs.

B. Hybrides entre une souche avec des mâles peu actifs et une souche avec des mâles très actifs.

C. Hybrides entre deux souches dont les mâles sont très actifs.

Pour la désignation des mâles hétérozygotes la souche maternelle précède la souche paternelle.

Résultats. — Le tableau permet de constater que, de tous les homozygotes, les mâles *Mo* fécondent le plus grand nombre de femelles. Dans chaque groupe un des deux hétérozygotes dépasse légèrement l'activité des mâles *Mo*. L'écart est significatif pour les mâles *Mo/Al* ($P < 0,001$), à peine significatif pour les mâles *se/Al* ($P < 0,20$) et il n'est pas significatif pour les mâles *f/se* ($P > 0,50$). Il est donc possible de constituer, en partant de deux souches « faibles », des mâles hybrides aussi vigoureux qu'en partant d'une souche « faible » et d'une souche « forte ». Le croisement de deux souches « fortes » ne donne pas des résultats sensiblement meilleurs.

	Mâles.		Femelles		
Groupe.	Souche.	Nombre.	non fécond.	fécond.	σ (%).
A....	*Sepia* 532	302	1 299	513	28,31 ± 1,06
	Forked	267	1 221	381	23,78 ± 1,06
	se/f	227	584	1 686	74,27 ± 0,92
	f/se	237	511	1 859	78,43 ± 0,85
B....	*Aloxe-Corton*	296	1 169	1 791	60,50 ± 0,90
	Al/se	272	621	2 099	77,16 ± 0,81
	se/Al	271	563	2 147	79,22 ± 0,78
C....	*Montpellier*	233	524	1 806	77,51 ± 0,87
	Mo/Al	238	430	1 950	81,93 ± 0,79
	Al/Mo	241	652	1 758	72,94 ± 0,91

Ces données ne concernent que des hétérozygotes de première génération. Il pourrait donc s'agir, au moins pour les mâles *se/f* et *f/se*, de ce que Dobzhansky appelle une luxuriance, ou *pseudohétérosis* ([2]). Mais la comparaison de la vigueur des mâles de souches élevées pendant de très longues années au laboratoire et de mouches capturées dans des populations naturelles et élevées ensuite pendant 10 à 120 générations en culture de masse au laboratoire, semble bien démontrer que la vigueur des mâles dépend d'une *euhétérosis*, qui s'affaiblit en fonction du nombre de générations d'élevage au laboratoire ([1]).

Nicoletti et Solima ont trouvé, chez *Drosophila melanogaster*, pour la ponte, l'éclosion et la vitesse de développement, des valeurs qui augmentent graduellement, en passant de la souche *Oregon-R* hautement isogénéisée, par la souche *Oregon-R* maintenue en culture de masse et la souche *Perugia* fraîchement capturée jusqu'à des hétérozygotes ([3]). Morpurgo, Nicoletti et Solima pensent que le développement larvaire de la Drosophile est d'autant plus rapide, que le système polygénique qui le détermine, a un degré élevé d'hétérozygotie ([4]).

On a l'impression que ces effets d'hétérosis et surtout leur intensité dépendent du degré d'hétérogénéité des mouches. Le « tamponnement » efficace qui en résulte pourrait, d'après l'hypothèse de Lerner, conférer

aux larves une bonne résistance contre toute malformation et pourrait ainsi réaliser des organismes particulièrement bien équilibrés et vigoureux (5).

L'élimination de l'effet de gènes léthaux récessifs par hétérozygotie n'entre évidemment pas en jeu dans la détermination de l'activité des mâles. D'éventuels gènes de stérilité ont été presque entièrement exclus par le choix des souches. En laissant un mâle avec une femelle vierge de la souche *Oregon-R* pendant 12 jours, dans un tube de culture, on obtient, par accumulation de la stérilité féminine, de la stérilité masculine et d'une éventuelle incompatibilité pour 250 couples par souche : 96,4 % de femelles fécondées pour les mâles *se*; 97,2 % pour les mâles *Mo*; 98 % pour les mâles *Al* et 99,1 % pour les mâles *f*. Le fait que tous les hétérozygotes atteignent à peu près la même vigueur que la souche *Mo*, ainsi que la comparaison antérieure des souches de laboratoire avec les souches provenant de populations naturelles, exclut l'hypothèse d'une stimulation physiologique par union de gamètes.

Dans les groupes A et C, on constate une différence significative ($P < 0{,}001$) entre les deux hétérozygotes réciproques, ce qui semble indiquer une action de facteurs cytoplasmiques.

Conclusions. — Ces expériences apportent des arguments en faveur d'une nature purement génétique de l'hétérosis exposée et d'une relation entre le degré d'hétérozygotie des mâles et l'intensité de l'hétérosis. Il s'agit très probablement d'un système polygénique.

On peut penser que des souches de Drosophiles, qui sont élevées au laboratoire dans des conditions optimales de température, de nourriture et de densité de la population, ne sont plus soumises à une sélection rigoureuse, comme cela existe dans la nature. Ces souches peuvent accumuler jusqu'à un certain point, par mutation spontanée et par isogénéisation, des polygènes qui ont des effets physiologiques défavorables. Ils diminuent graduellement la vigueur de la souche, permettent néanmoins pendant longtemps sa survie dans les conditions d'élevage et mènent parfois à son extinction. L'isogénéisation est sans doute lente grâce aux inversions, qui ne sont pas rares dans les populations naturelles. En croisant deux souches affaiblies, qui ne sont pas parentes, on rétablit l'hétérozygotie pour ces systèmes polygéniques, et ceci probablement pour un assez grand nombre de générations.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1419.
(2) TH. DOBZHANSKY, in *Gowen*, *Heterosis*, Iowa State College Press, 1952, p. 218.
(3) B. NICOLETTI et A. SOLIMA, *Bollett. Zool.* (Italie), 23, 1956, p. 511.
(4) G. MORPURGO, B. NICOLETTI et A. SOLIMA, *Suppl. Ricerca Scientifica*, 26, 1956, p. 1 (tirage à part).
(5) M. LERNER, *Genetic homeostasis*, Oliver and Boyd, Edinburgh, 1955.

(*Laboratoire de Génétique évolutive et de Biométrie du C. N. R. S., Gif-sur-Yvette, Seine-et-Oise.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Les nucléotides acido-solubles du lait de Brebis.* Note (*) de MM. **Robert Denamur, Guy Fauconneau** et Mlle **Geneviève Guntz**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Nous avons isolé des nucléotides monophosphates et polyphosphates des quatre bases : adénine, cytosine, guanine, uracile, qui n'avaient pas encore été identifiés dans le lait. Les nucléotides liés à des sucres sont quantitativement les plus importants.

La glande mammaire contient toujours, même après la traite ou la succion, une certaine quantité de lait dans ses acini. L'étude des composés puriques et pyrimidiques de la glande mammaire à différents stades physiologiques nous a donc amenés à préciser la composition nucléotidique du lait. Les travaux relatifs à la présence de nucléotides dans le lait de plusieurs espèces conduisent à des résultats très fragmentaires.

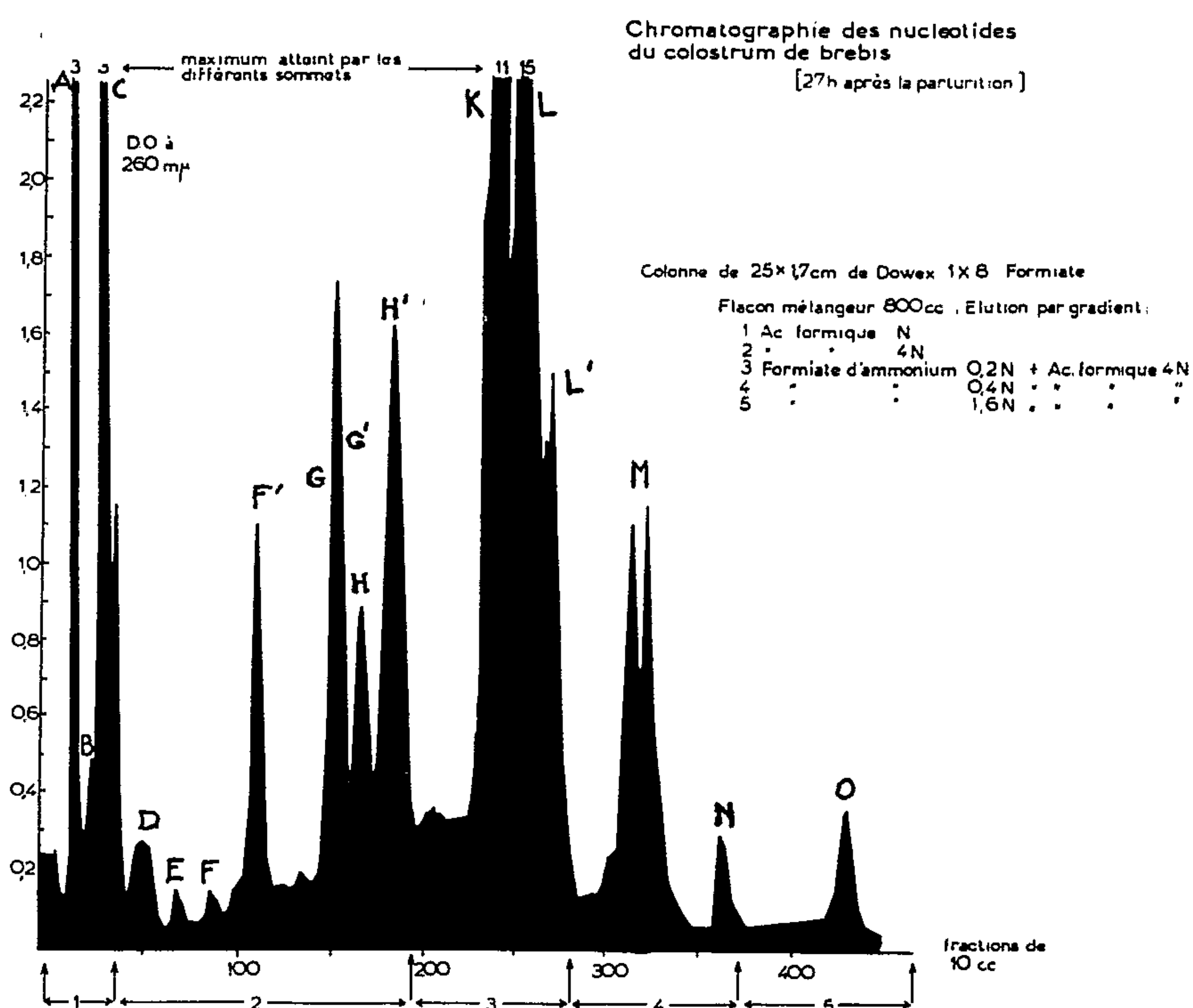
L'agent d'extraction des nucléotides a été choisi après une étude comparative des acides trichloracétique 10 %, perchlorique 0,6 N et de l'alcool 80° acétique. L'alcool acétique extrait mal les nucléotides et plus particulièrement les nucléotides à base de guanine. Par contre, des quantités équivalentes de nucléotides sont obtenues à l'aide des acides perchlorique et trichloracétique, mais les manipulations plus longues résultant de la précipitation du perchlorate de potassium entraînent des hydrolyses plus importantes. Nous avons donc préféré l'acide trichloracétique 10 %. Les extraits trichloracétiques du lait, débarrassés rapidement de cet acide par extraction à l'éther froid, sont ensuite chromatographiés selon Hurlbert et coll. (1).

L'histogramme représentant le fractionnement primaire comprend 18 sommets qui se sont révélés à l'analyse très complexes. Chaque sommet primaire est alors désalifié sur charbon, soumis à un deuxième fractionnement sur colonne à l'aide d'un gradient formiate d'ammonium. L'identification qui n'a porté que sur les sommets du deuxième fractionnement est basée sur les critères employés classiquement pour les nucléotides. En outre, les composés liés aux nucléotides sont libérés par différents types d'hydrolyses acides passés sur échangeurs d'ions, puis soumis à la chromatographie sur papier pour leur identification.

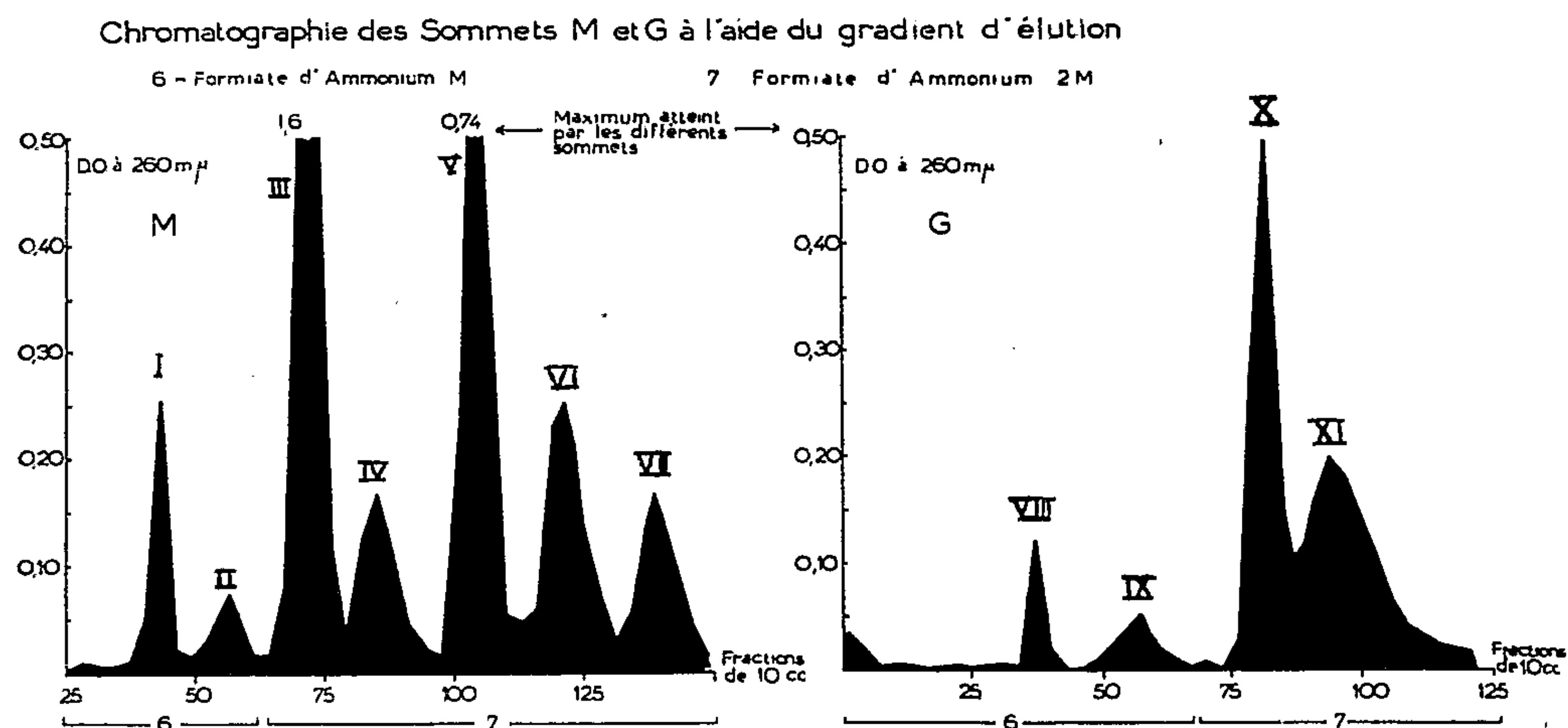
Les fractionnements secondaires contiennent souvent des produits d'hydrolyse consécutifs aux traitements subis entre les deux chromatographies sur colonne. Exemple : dans le fractionnement secondaire du sommet M, l'UMP provient de la dégradation de l'UDP et de l'UDP hexuronique (7).

Les composés suivants ont été identifiés dans les différentes fractions :
A : Le CMP est un composé à base de cytosine.

B : L'acide urique, le diphosphopyridine-nucléotide suivant les stades de lactation, et un composé à base de cytosine.



Graphique I



Graphique II

C : L'AMP et deux composés à base de cytosine et d'adénine.
D : Trois composés à base d'adénine, dont deux diphosphates.

E : Un composé constitué de CDP, comparable par son comportement chromatographique au CDP glycérol de J. Baddiley et coll. ([2]).

F : L'UMP à peu près pur.

G : L'acide orotique et deux composés qui s'étendent également sur les sommets G' et H, l'ADP X_1 et l'UDP X_1.

G' : Principalement l'ADP X_1 et l'UDP X_1, avec un composé fluorescent qu'on retrouve dans les fractions H et H'.

H : Un GDP sucre.

H' : Trois composés inconnus, le GDP X_1, l'ADP X_2 et l'UDP X_2.

K : L'UDP acétylhexosamine.

L : L'UDP glucose, l'UDP galactose et un composé inconnu l'ADP X_3.

L' : Le GDP, des UDP- « sucres » mélangés aux UDP glucose et galactose.

M : L'UDP, l'UDP hexuronique, l'ATP et le GDP X_2.

N : Des composés complexes à base d'adénine.

O : Un composé diphosphate à base d'adénine comparable par plusieurs de ses propriétés aux PAPS, isolé par Robbins et Lipman ([3]).

La présence de nucléotides dans le lait soulève des problèmes intéressants. Il existe une certaine analogie, quant à l'importance relative des uridines nucléotides isolés de la glande mammaire de Vaches et de Chèvres par Manson ([4]) et ceux isolés par nous du lait de Brebis. Par contre, certains nucléotides du lait n'ont pas encore été identifiés dans la glande mammaire. Les nucléotides du lait trouveraient leur origine dans la nature complexe du phénomène sécrétoire; ainsi, Morton ([5]) a isolé des particules lipoprotéiques assimilables à des microsomes, et Mc Geown et Malpress ([6]) des composés phosphorés du métabolisme intermédiaire de la glande. Les éléments figurés du lait pourraient être également une source de nucléotides, bien que des centrifugations atteignant 5 000 g ne diminuent pas sensiblement les nucléotides totaux.

Enfin, par analogie avec le rôle connu de l'UDP glucose dans la synthèse du lactose, il est intéressant de rapprocher la présence de plusieurs nucléotides liés à des sucres, de celle des oligosaccharides et des glyco-protéines dans le lait.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) R. B. HURLBERT, H. SCHMITZ, A. F. BRUMM et V. R. POTTER, *J. Biol. Chem.*, 209, 1954, p. 23.

(2) J. BADDILEY, J. G. BUCHANAN, B. CARSS, A. P. MATHIAS et A. R. SANDERSON, *Biochem. J.*, 64, 1956, p. 599.

(3) P. W. ROBBINS et F. LIPMAN, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 2652.

(4) W. MANSON, *Biochem. Biophys. Acta*, 19, 1956, p. 398.

(5) R. K. MORTON, *Biochem. J.*, 57, 1954, p. 231.

(6) M. G. MC GEOWN et F. H. MALPRESS, *Biochem. J.*, 52, 1952, p. 606.

(7) A, adénosine; C, cytidine; G, guanosine; U, uridine; MP, monophosphate; DP, di-

phosphate; TP, triphosphate; X_1, X_2, X_3, composés liés en voie d'identification; PAPS, adénosine 3'-phosphate-5' phosphate sulfate.

(*Institut National de la Recherche agronomique, Jouy-en-Josas, Seine-et-Oise.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Influence du solvant sur la mutarotation des sucres : Cas de l'acide formique.* Note de Mme **Andrée de Grandchamp-Chaudun**, présentée par M. René Fabre.

En solution dans l'acide formique pur, les sucres réducteurs, glucose, fructose, galactose, maltose, subissent une modification profonde; il y a formation d'esters formiques assez instables, se transformant les uns dans les autres au cours du temps.

On sait que la vitesse de mutarotation des sucres réducteurs, aussi bien que la valeur du pouvoir rotatoire limite, une fois l'équilibre optique réalisé, dépendent du solvant utilisé.

Les résultats obtenus en comparant l'influence de différents sels neutres (1) ainsi que celle des mélanges d'eau et de divers alcools (2) sur la mutarotation du glucose, du fructose, du galactose et du maltose nous permettent d'affirmer qu'en dépit des divergences observées quant au sens et à l'ampleur du phénomène, il s'agit dans tous les cas étudiés d'une simple isomérisation, les formes α et β se transformant l'une dans l'autre; et, si la vitesse de cette transformation varie d'un solvant à un autre, elle correspond toujours à une réaction du premier ordre (3).

Il en va tout autrement lorsqu'on prend pour solvant l'acide formique pur. Le tableau ci-dessous indique les variations au cours du temps du pouvoir rotatoire d'une solution obtenue en dissolvant 2 g de glucose anhydre dans 20 ml d'acide formique; la première lecture (temps 0) est faite 5 mn après le début du contact, aussitôt la dissolution terminée.

Temps (mn).	$[\alpha]_D$.	Temps (h).	$[\alpha]_D$.
0	+80,17	2	+ 91,50
5	78,83	3	93,18
10	77,33	15	105,16
15	77,00	21	109,00
30	79,50	27	110,50
45	82,17	45	115,83
60	84,50	66	115,87
75	86,85	90	115,87
90	88,66	110	115,88

Comme on le voit, le pouvoir rotatoire diminue d'abord, puis augmente progressivement pour atteindre après 3 jours une valeur très supérieure

à celle qu'on observerait pour le sucre dissous dans l'eau; par ailleurs, la cinétique de la réaction est différente de celle d'une réaction du premier ordre.

Les résultats ne sont pas différents pour le fructose, le galactose, le maltose; les pouvoirs rotatoires égaux respectivement à + 91,34 et + 125,62 pour le galactose et le maltose 15 mn après le début de la dissolution, atteignent après 3 jours les valeurs + 152,10 et + 175,52 (au lieu de + 80 et + 126 en solution aqueuse). Quant au fructose, son pouvoir rotatoire égal à — 100,51 après 5 mn passe à — 31,64 après 24 h et revient à — 47,58 au bout de 3 jours pour une température de 20°.

La conclusion est nette : pour chacun des quatre sucres dissous dans l'acide formique, le plan de polarisation de la lumière est, par rapport aux solutions aqueuses, fortement déplacé dans le sens des arcs croissants. Il convient d'ajouter que, contrairement à ce qu'on observe dans les solutions aqueuses (pour lesquelles la teneur en sucre n'intervient pas), le pouvoir rotatoire est, dans l'acide formique, fonction décroissante de la concentration en sucre. C'est ainsi qu'après 5 jours de contact du glucose avec l'acide formique, le pouvoir rotatoire atteint les valeurs suivantes :

Glucose (%)...	0,5.	1.	2.	5.	7,5.	10.	15.
$[\alpha]_D$............	125,2	123,7	122,1	121,0	119,4	115,6	109,3

L'ensemble de ces résultats conduit à penser qu'il s'agit ici, non plus d'une simple transformation isomérique des formes α et β l'une dans l'autre, mais d'une modification profonde de la molécule.

Nous avons soumis à la technique chromatographique les solutions dans l'acide formique des quatre sucres préparées depuis 3 jours (chromatographie descendante, papier Whatman 1, solvant butanol, éthanol, eau, 4 : 5 : 1). Les chromatogrammes révélés à la β-naphtylamine indiquent la formation d'au moins quatre corps, migrant plus vite que le sucre initial. Ces corps sont élués par le propanol; l'éluat évaporé sous vide phosphorique laisse un résidu sirupeux qu'on reprend par quelques millilitres de propanol en présence de CO_3Ca pour neutraliser les traces d'acide formique qui pourraient subsister; après centrifugation et évaporation sous vide phosphorique du surnageant, on reprend par SO_4H_2 au 1/20e; après 30 mn de contact, on ajoute de la poudre de magnésium jusqu'à fin de réaction; on introduit alors dans la solution quelques cristaux d'acide chromotropique avec de l'acide sulfurique dilué; on chauffe 10 mn au bain-marie à 60° et l'on obtient la coloration rose-violette caractéristique de l'aldéhyde formique.

L'action de l'acide formique agissant à froid sur les sucres réducteurs se traduit donc par la formation d'esters formiques de ces sucres. Ces esters sont d'ailleurs peu stables et se transforment les uns dans les autres au

cours du temps. Nous donnerons ultérieurement quelques précisions sur ces transformations.

(1) MURSCHAUSEN, *Biochem. Z.*, 136, 1923, p. 66; BROWNE et ZERBAN, *Sugar Analysis*, p. 272; A. DE GRANDCHAMP-CHAUDUN, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1564.
(2) A. DE GRANDCHAMP-CHAUDUN, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 321.
(3) A. DE GRANDCHAMP-CHAUDUN, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 973.

PHARMACOLOGIE. — *Mise en liberté simultanée de substances choliniques et adrénaliniques par stimulation électrique du duodénum isolé de Rat.* Note de Mlle JEANNE LÉVY, Mme ESTERA MICHEL-BER et M. JEAN TIMSIT, présentée par M. Léon Binet.

La stimulation électrique du duodénum isolé de Rat, par un courant alternatif de 50 périodes (8 V), provoque des variations de tonus dont les caractères ont été analysés. Les méthodes pharmacodynamiques utilisées permettent de supposer que ces réponses sont la conséquence d'une mise en liberté simultanée de substances choliniques et adrénaliniques.

Technique. — Nous avons utilisé, pour l'excitation électrique du duodénum isolé de Rat, immergé dans 100 ml de liquide de Tyrode maintenu à 39°, le dispositif suivant : l'électrode active, sur laquelle est plantée une extrémité de l'organe, est constituée par un fil de nickel chrome qui traverse un tube de verre recourbé deux fois à angle droit et effilé. Ce tube sert également à faire traverser le bain par un courant d'air régulier. L'autre extrémité du duodénum est reliée au moyen d'un fil à un levier amplificateur et enregistreur. La deuxième électrode indifférente est placée directement dans le bain de liquide de Tyrode.

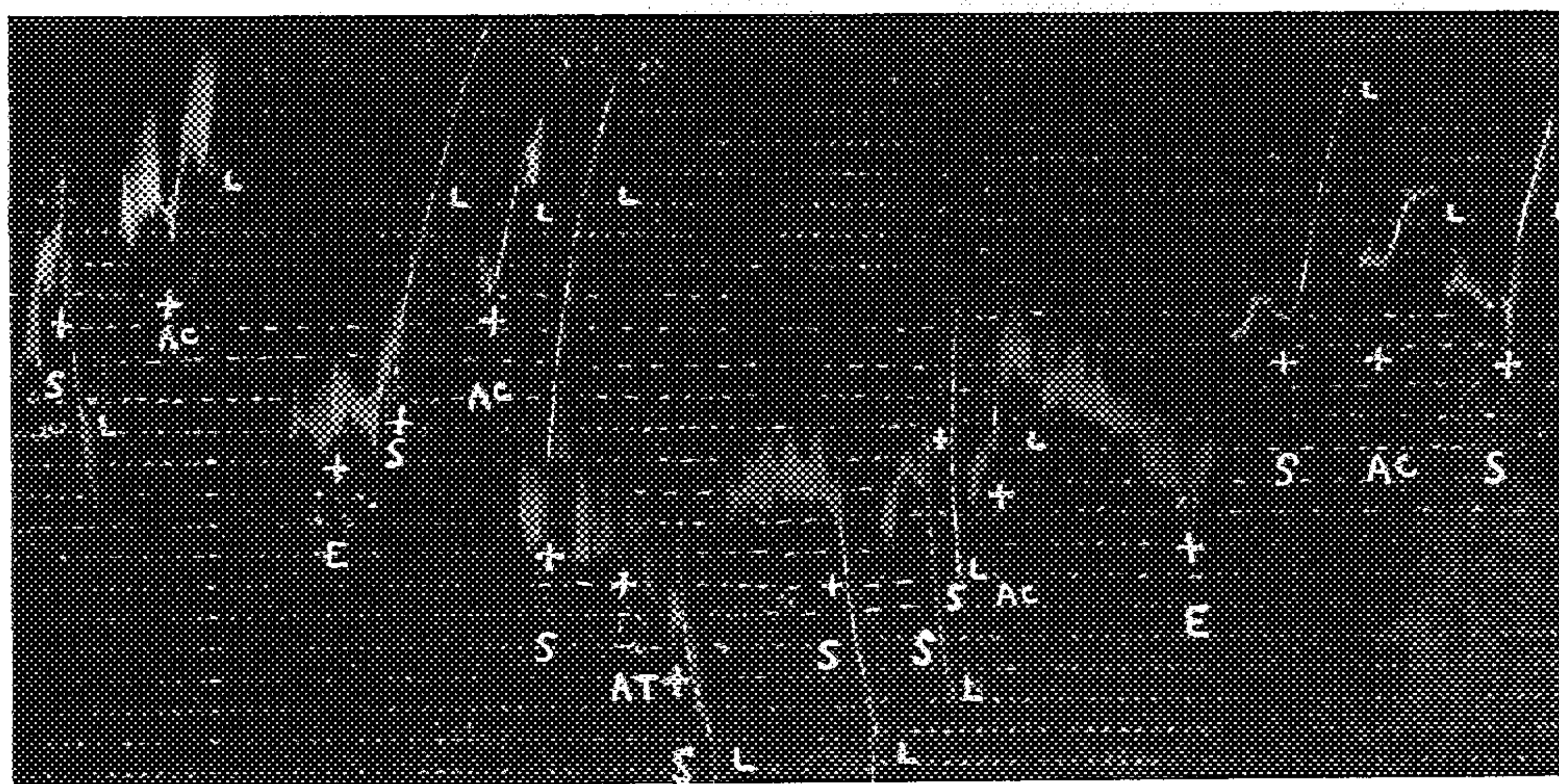
Les stimuli sont fournis par un transformateur qui débite un courant de 50 périodes sous une tension de 8 V. La durée de l'excitation est de 6 à 10 s. Les excitations sont répétées toutes les 5 mn.

Dans ces conditions, la réponse aux stimuli se traduit suivant les organes, tantôt par une action dépressive, tantôt par une action contracturante, tantôt par une action biphasique (dépressive, puis contracturante ou contracturante, puis dépressive). La réponse particulière obtenue sur un fragment déterminé d'intestin est reproductible, sur le même organe, le temps nécessaire à l'analyse pharmacologique.

Caractères cholinergiques de l'action contracturante. — L'effet spasmogène provoqué par l'excitation est inhibé par le sulfate d'atropine (5 à 10.10^{-8}), maintenu pendant 5 à 10 mn dans le bain avant le passage du courant. Il est potentialisé sous l'influence du sulfate d'ésérine (5.10^{-8}), maintenu pendant 5 à 10 mn dans le bain avant le passage du courant; à ces concentrations, l'ésérine ne potentialise pas au même degré l'acétylcholine

exogène introduite dans le bain de Tyrode (*fig.*). Ces faits plaident en faveur du caractère cholinergique de l'action contracturante.

Caractères adrénergiques de l'action dépressive. — Le chlorhydrate d'yohimbine (2 à 5.10^{-6}) et le tartrate d'ergotamine (1 à 2.10^{-6}), maintenus pendant 5 à 15 mn dans le bain avant le passage du courant, diminuent ou suppriment les effets dépresseurs provoqués par l'excitation électrique, comme ils diminuent ou suppriment les effets de l'adrénaline additionnée au bain de Tyrode. Ces faits plaident en faveur du caractère adrénergique de l'action dépressive.



Duodénum isolé de Rat, maintenu en survie dans 100 ml de liquide de Tyrode.

En S : stimulation électrique, 8 V, durée 6 s.
» E : administration de 5 µg de sulfate d'ésérine pendant 5 mn.
» AC : administration de 5 µg de chlorure d'acétylcholine.
» AT : administration de 5 µg de sulfate d'atropine pendant 5 mn.
» L : lavage.

Discussion. — Paton [1] a utilisé l'iléum isolé de Cobaye excité électriquement par des impulsions rectangulaires d'une durée de quelques millisecondes et a obtenu des effets spasmogènes qu'il attribue à l'excitation des fibres post-ganglionnaires cholinergiques. Andral et Blaizot [2], dans des conditions d'excitation électrique voisines de celles que nous avons utilisées, établissent un parallélisme entre la sensibilisation de l'intestin de Rat à l'acétylcholine exogène et à la stimulation électrique.

Nos résultats se différencient des précédents, puisque nous avons mis en évidence non seulement des effets spasmogènes, mais aussi des effets dépresseurs, comme l'avait déjà obtenu Munro [3] par excitation électrique des nerfs périartériels de l'iléum isolé distendu de Cobaye.

Quels que soient les effets enregistrés, ils sont complexes. Nous avons pu

mettre en évidence leur double caractère adrénergique et cholinergique. Une composante peut parfois être dissimulée avec certains duodénums; elle peut réapparaître sous l'influence de réactifs pharmacologiques appropriés. C'est ainsi qu'une action uniquement contracturante est transformée en action dépressive ou biphasique par administration préalable de sulfate d'atropine (*fig.*) et qu'une action purement dépressive est transformée en action contracturante par administration soit d'adrénolytiques, notamment de tartrate d'ergotamine, soit de sulfate d'ésérine (*fig.*).

Pour interpréter ces faits expérimentaux, nous avons admis que l'excitation électrique, effectuée dans les conditions ci-dessus décrites, provoque, dans le duodénum de Rat, une décharge simultanée de substances choliniques et adrénaliniques ([4]). L'action enregistrée est la résultante de deux effets antagonistes, dépresseur et spasmogène, sur des récepteurs périphériques respectivement cholinergiques et adrénergiques.

([1]) W. D. PATON, *Brit. J. Pharmacol.*, 12, 1957, p. 119.

([2]) A. M. ANDRAL et J. BLAIZOT, *Arch. Sc. Physiol.*, 8, 1954, p. 349.

([3]) MUNRO, *J. Physiology*, Londres, 120, 1953, p. 41. Cet auteur a suggéré que l'excitation des nerfs périartériels de l'iléum isolé et distendu de Cobaye peut provoquer des réponses cholinergiques et adrénergiques, sans toutefois apporter une démonstration irréfutable du double caractère des effets obtenus.

([4]) Nous étudions actuellement le mécanisme suivant lequel ces substances sont mises en liberté.

CANCÉROLOGIE. — *Production de cancers multiples chez des souris* AkR *ayant reçu un extrait leucémique a-cellulaire isologue*. Note de MM. **RAYMOND LATARJET** et **MARIO DE JACO**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Un extrait *a*-cellulaire de leucémie AkR, injecté à des nouveaux nés AkR d'une même portée, a provoqué chez les cinq survivants, entre 80 et 130 jours, le développement de cancers multiples à formes et localisations diverses.

L'extrait *a*-cellulaire de leucémie Ak est leucémogène lorsqu'on l'injecte à des nouveau-nés isologues (Ak) ou homologues histocompatibles (C_3 H). Chez C_3 H il produit — avec une fréquence qui dépend beaucoup de la sous-lignée réceptrice — des leucémies de type immunogénétique C_3 H, et, plus rarement, des tumeurs polymorphes de la glande parotide ([1]). Chez Ak, il augmente la fréquence de la leucémie et en accélère l'apparition ([2]); il y provoque en outre, assez rarement, des tumeurs salivaires ([3]). Fait remarquable, aucune tumeur de ce dernier type n'a jamais été observée à l'état spontané, chez Ak. Enfin, des extraits de lymphosarcomes Ak greffés préparés dans une solution aqueuse de saccharose 0,9 M, ont provo-

qué chez des souris Ak la formation de sarcomes et de tumeurs épithéliales (salivaires, mammaires, pulmonaires) ([4]).

La présente observation se rapporte à un extrait préparé le 4 mars 1957 à partir d'une « banque » de tissus (rate, ganglions, thymus, cerveau, foie) leucémiques Ak provenant de plusieurs leucémies spontanées, et maintenus pendant un mois à la glacière à — 20° C; 4 g de ces tissus, finement hâchés, puis broyés au mortier, furent dilués au 1/5e dans un tampon citrate 0,14 M à pH 7,1, puis centrifugés 10 mn à 1400 g. Le surnageant fut recueilli et centrifugé 15 mn à 7 000 g. Le surnageant final, considéré comme l' « extrait », fut injecté aussitôt à huit nouveau-nés Ak âgés de 8 h, appartenant à la même portée. Des expériences témoin qui seront rapportées ailleurs montrèrent que cet extrait non filtré ne contenait très probablement aucune cellule leucémique intacte.

Deux animaux moururent le premier jour; un troisième mourut à l'âge de 100 jours sans néoplasie apparente. Les cinq autres développèrent précocement de multiples tumeurs malignes (tableau). Ils furent sacrifiés pour autopsie et prélèvements histologiques à la période agonique.

Souris n°	Sexe.	Jour du sacrifice.	Poids (g).	Leucémie lymphoïde généralisée.	Tumeurs		
					sous-cutanées.	pulmonaires.	salivaires.
1........	♀	80	12	+	+	+	+
2........	♀	80	18	+	+	+	++
3........	♂	118	20	+	—	+	++
4........	♂	118	19	+	+	+	+
5........	♂	130	20	+	—	+	+

++, bilatérales.

Les examens cliniques et histologiques ont permis de reconnaître si les diverses tumeurs présentées par un même animal sont, ou non, primitives, c'est-à-dire indépendantes.

a. Les leucémies sont du type lymphoïde habituel chez la Souris Ak. Chez les deux animaux sacrifiés à 80 jours, le processus leucémique se trouve encore à un stade précoce, caractérisé par des manifestations lymphosarcomateuses au niveau du thymus et de ganglions, plus discrètes dans la rate, et encore absentes au niveau du foie. Chez les trois autres animaux, plus âgés, le développement lymphosarcomateux est plus avancé, dans le thymus notamment.

b. Les tumeurs salivaires sont primitives. Il s'agit exclusivement de tumeurs à structure polymorphe de la glande parotide, semblables à celles qui ont été déjà décrites ([1]), ([3]), ([5]) lorsqu'elles surviennent seules.

c. Les tumeurs sous-cutanées sont : chez la Souris n° 1, un épithéliome mammaire présentant en particulier une structure à grandes villosités

centrées sur des axes fibroconjonctifs. Cette tumeur, indiscutablement primitive, a donné une volumineuse métastase dans un ganglion médiastinal et des métastases pulmonaires. Chez la Souris n° 2, il s'agit encore d'un adénocarcinome mammaire primitif à structure polymorphe. Des colorations de Mann, pratiquées sur ces deux tumeurs par F. Zajdela, ont démontré l'absence de corps d'inclusion tels qu'on en trouve dans certaines tumeurs mammaires à agent de Bittner. La tumeur survenue chez le mâle n° 4 est d'un type plus inhabituel. Il semble s'agir d'un épithélioma cutané ayant son origine au niveau d'une formation annexe probablement pilosébacée.

d. Les tumeurs pulmonaires, exception faite des métastases mammaires de la Souris n° 1, ont l'aspect macroscopique lenticulaire (diamètre de 1 à 3 mm) habituel aux épithéliomas alvéolaires de la Souris. Ce sont des tumeurs primitives, de malignité variable depuis l'adénome (Souris n° 2) jusqu'au carcinome (Souris n° 3). Outre un adénocarcinome primitif, l'animal n° 4 présente un début d'envahissement lymphosarcomateux périvasculaire.

On est ainsi amené à conclure que cet extrait leucémique, injecté à des nouveau-nés isologues, a provoqué chez ceux-ci, dans de brefs délais, une cancérose à évolution rapide qui s'est manifestée simultanément dans des organes et tissus différents du même animal.

(1) L. Gross, *Proc. Soc. exp. Biol. Med.*, 76, 1951, p. 27.
(2) G. Rudali, J. F. Duplan et R. Latarjet, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 837.
(3) A. D. Dulaney, *Cancer Research*, 16, 1956, p. 877.
(4) R. Rogel et G. Rudali, *Bull. Cancer*, 44, 1958 (sous presse).
(5) S. E. Stewart, *J. nat. Cancer Inst.*, 16, 1955, p. 41.

A 15 h 30 l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 17 h 5 m.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de décembre 1957.

Les grands problèmes des sciences. VII. *La théorie de la mesure en mécanique ondulatoire* (*Interprétation usuelle et interprétation causale*), par Louis de Broglie. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 fasc. 24 cm.

History of entomology in World War II, by Emory C. Cushing. Washington, Smithsonian Institution, 1957; 1 vol. 21 cm.

A Ciba foundation Symposium. *Drug resistance in micro-organisms. Mechanism of Development*, by G. E. W. Wolstenholme and Cecilia M. O'Connor. London, J. and A. Churchill Ltd, 1957; 1 vol. 21 cm.

XIXe Congrès géologique international. *Symposium sur les gisements de fer du Monde*, par Fernand Blondel et L. Marvier. Tomes I, II et *Atlas*. Alger, 1952; 3 vol. 27 cm.

Id. *Symposium sur les séries de Gondwana*. Contributions réunies par Curt Teichert. Alger 1952; 1 vol. 27 cm.

Id. *Monographies régionales*, 3e série : *Maroc* no 1 : *Géologie des gîtes minéraux marocains*, par J. Agard, J. Bouladon, J. Destombes, O. Horon, A. Jeannette, G. Jouravsky, R.-G. Lévy, Ph. Morin, R. Moussu, B. Owodenko, F. Permingeat, E. Raguin, H. Salvan, W. Van Leckwijck; no 2 : *L'industrie minière du Maroc* (*zone française*), par L. Eyssautier; no 3 : *Aspects de la géomorphologie du Maroc*, par J. Dresch, M. Gigout, F. Joly, J. Le Coz, R. Raynal; no 4 : *Hydrogéologie du Maroc* (*zone française*), par R. Ambroggi, Ed. Bolelli, R. Bourgin, G. Choubert, J. Margat, M. Nérat de Lesguisé, A. Robaux, H. Roederer, E. Stretta, P. Taltasse, G. Thuille; no 5 : *Géologie appliquée aux grands travaux du Maroc* (*zone française*). Fasc. I : *Les aménagements de l'Oued el Abid*, par P. Lévêque. Fasc. II : *Étude de quelques emplacements de barrage*, par P. Lévêque; no 6 : *Géologie du Maroc*. Fasc. I, 1re partie : *Aperçu structural*, par G. Choubert, J. Marçais. 2e partie *Histoire géologique du domaine de l'Anti-Atlas*, par G. Choubert. Rabat, 1952 et 1954; 7 vol. 25 cm.

Id. Commission de stratigraphie. *Lexique stratigraphique international*. Vol. I : *Europe* (sous la direction de Pierre Pruvost). Fasc. 4, *France*, *Belgique*, *Pays-Bas*, *Luxembourg*. Fasc. 4 *a*, VIII, *Antécambrien à Tertiaire. Généralités*. Fasc. 6 *b*, *Tchécoslovaquie*. Fasc. 13 *b*, *Bulgarie*. Vol. IV. *Afrique* (sous la direction de R. Furon). Fasc. 8 *c*, *Tanganyika*. Paris, C. N. R. S., 1957; 4 vol. 21 cm.

Id. *Monographies régionales*. 1re série, *Algérie*, tomes I à III; 2e série : *Tunisie*. *Alger*, 1952; 4 vol. 25 cm.

Id. *Liste des géologues du monde invités à assister au XIXe Congrès géologique international.* Alger, 1952; 1 vol. 21,5 cm.

Id. *Atlas photographique d'Algérie.* Alger, 1952; 1 vol. 27,5 cm.

Id. *Comptes rendus de la dix-neuvième session.* Alger, 1952; Section I, *Les subdivisions et les corrélations de l'Antécambrien*, fasc. I, 1953. Section II, *La paléozoique nord-africain et ses corrélations avec celui des autres régions du monde*, fasc. II, 1953. Section III, *Mécanique de la déformation des roches.* Influence sur les conceptions tectoniques, fasc. III, 1953. Section IV, *Topographie sous-marine et sédimentation actuelle*, fasc. IV, 1953. Section V, *Les préhominiens et les hommes fossiles. Commission pour l'homme fossile. Catalogue des hommes fossiles*, fasc. V, 1953. Section VI, *La genèse des roches filoniennes (à l'exclusion des filons métallifères)*, fasc. VI, 1953. Section VII, *Déserts actuels et anciens*, fasc. VII, 1953. Section VIII, *L'hydrogéologie des régions arides et sub-arides*, fasc. VIII, 1953. Section IX, *Contribution de la géophysique à la géologie*, fasc. IX, 1954. Section X, *La genèse des gîtes de fer*, fasc. X, 1953. Section XI, *Origine des gisements de phosphates de chaux*, fasc. XI, 1953. Section XII, *Questions diverses de géologie appliquée*, fasc. XII, 1954. Section XIII, *Questions diverses de géologie générale.* Première partie. *Stratigraphie et Sédimentation*, fasc. XIII. 1954. Deuxième partie. *Bassins sédimentaires, tectonique et cartographie*, fasc. XIV, 1954. Troisième partie. *Paléontologie stratigraphique, quaternaire et pétrographie*, fasc. XV, 1954. Section XIV, *Les champs de pétrole des régions mésogiennes*, fasc. XVI, 1953. Section XV, *La paléovolcanologie et ses rapports avec la tectonique*, fasc. XVII, 1954. C. I. P. E. A. *Comité international pour l'étude des argiles*, fasc. XVIII, 1953. U. P. I. *Union paléontologique internationale* fasc. XIX, 1954. A. S. G. A. *Association des services géologiques africains.* Première partie. *Général, Précambrien et Primaire ancien*, fasc. XX, 1954. Deuxième partie. *Questions diverses et Annexes*, fasc. XXI, 1954. *Généralités. Historique, liste des membres, Assemblée générale, Conseil, Commissions, Tables*, fasc. XXII, 1956. Alger; 22 vol. 27 cm.

Carte géologique de l'Algérie (2e édition), à l'échelle de 1/500 000e. *Oran Nord* et *Sud, Alger Nord* et *Sud, Constantine Nord* et *Sud*, éditée en 1951-1952, par G. Bétier, R. Laffitte, L. Royer, H. Termier. 6 planches 114,5 × 75,5 cm.

Carte géologique du Nord-Ouest de l'Afrique. Sahara central. Sahara occidental, à l'échelle du 1/2 000 000e dressée par M. Lelubre, R. Karpoff, J. Follot, P. Bordet, J. Bourcart, A. Cornet, M. Dalloni, A. Desio, J. Freulon, C. Kilian, Albert F. de Lapparent, J. Lefranc, N. Menchikoff, A. Meyendorff, Théodore Monod, Ph. Renault. 2 pl. 105 × 62 cm.

Id. *Algérie-Tunisie* et *Maroc-Algérie Ouest*, à l'échelle du 1/2 000 000e dressée par J. Marçais, G. Suter, G. Choubert, R. Laffitte. 2 pl. 108 × 73 cm.

René-Antoine Ferchault de Réaumur (1683-1757), by Douglas Mc Kie, in *Science Progress*, n° 180, 1957; 1 fasc. 23,5 cm.

Gedenkboek van de Rijksuniversiteit te Gent na een Kwarteeuw vervlaamsing (1930-1931, 1955-1956). Gent, Rijksuniversiteit Voldersstraat, 1957; 1 vol. 27 cm.

Undersøgelser over unge Kvinders sexuelle adfaerd, of Kirsten Auken. København, Rosenkilde og Bagger; Oslo, Olaf Norlis Bokhandel; Stockholm, Almqvist and Wiksell, 1953, 1 vol. 21,5 cm.

Annuaire pour l'An 1958, publié par le BUREAU DES LONGITUDES, avec un *Supplément pour l'An* 1959. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 19 cm.

Quelques souvenirs d'autrefois. Relation d'un voyage en Extrême-Orient 1902-1904, par LUCIEN CAVEL. Créteil, 1957; 1 fasc. 21 cm.

L'Accademia nazionale dei Lincei, par MAURO PICONE. Roma, Tipografia del Senato, 1957; 1 fasc. 31 cm (présenté par M. René Garnier).

Comptes rendus des Journées internationales de sciences aéronautiques 27-29 mai 1957 à Paris, 1re et 2e parties. Paris, Office national d'études et de recherches aéronautiques, 1957; 1 vol. 27 cm (présenté par M. Maurice Roy).

L'École centrale des arts et manufactures 1829-1954. Paris, 1957; 1 vol. 31 cm (présenté par M. Georges Poivilliers).

Cœur et Circulation chez Mollusques et Poissons. Médiateurs chimiques. Divers, par ANTOINE JULLIEN et JEAN RIPPLINGER. Tirages à part réunis en 3 vol. 27,5 cm.

Lokal anaestetika experimentelle undersøgelser over den anœtetiske og toksiske virkningsmekanisme, with an english Summary of JENS CHR SKOU. Thèse, Aarhus Universitet, 1940; 1 fasc. 25 cm.

Roczniki akademii medycznej im. Juliana Marchlewskiego w Biatymstoku. Rok I, 1955. Bialystok, Nakladem Akademii Medysznej im. Juliana Marchlewskiego, 1955-1956; 1 vol. 25,5 cm.

(*A suivre.*)



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 27 JANVIER 1958.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

GÉOCHIMIE. — *Métamorphisme, énergie solaire et données thermiques sur la terre.* Note de M. **René Perrin**.

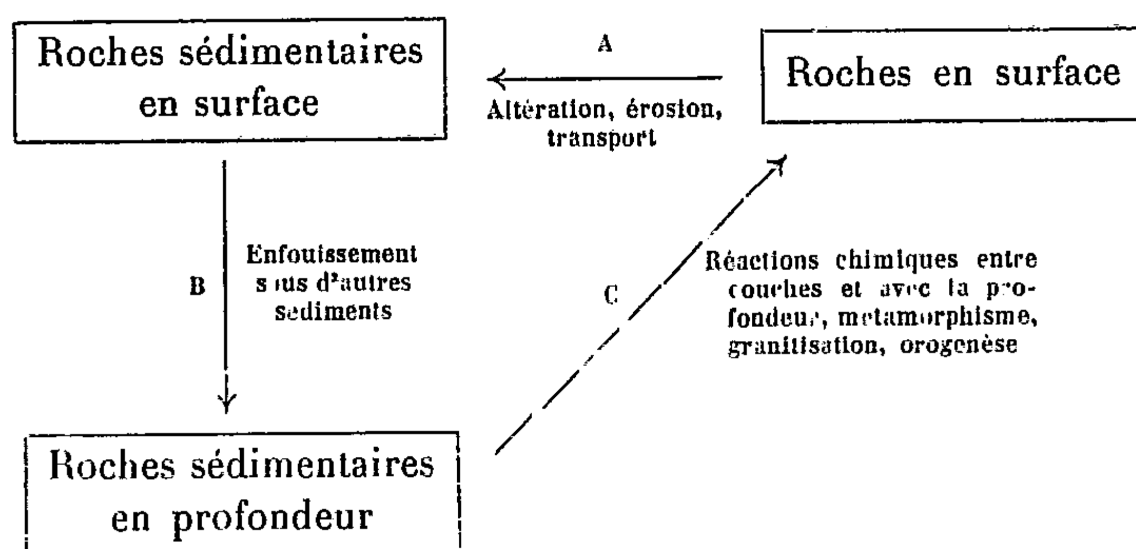
J'ai émis, il y a déjà de longues années ([1]) l'idée que le métamorphisme résultait de diffusions chimiques, d'échanges d'ions ou de molécules entre les terrains sédimentaires et les couches sous-jacentes. La croûte initiale externe était en équilibre, mais les altérations et les classements dus à l'action des agents atmosphériques, à la vie et à l'érosion ont entraîné le dépôt de couches sédimentaires successives, hors d'équilibre entre elles et avec le substratum.

Si une montée en température locale le permet, il y a tendance au rétablissement de l'équilibre physicochimique, amorçage de réactions tendant à diminuer le niveau d'énergie libre total, et par conséquent, *a priori*, exothermiques. Il y a métamorphisme, puis migmatisation et granitisation. C'est ce que H. Ramberg appelle un *equilibrio petal process.*

J'ai, en outre, considéré que, les réactions entre solides cristallins s'accompagnant de changements de volume, le métamorphisme était un facteur d'orogenèse ([2]), à vrai dire le seul certain, d'où la liaison bien connue entre chaînes de montagnes, métamorphisme et granitisation. (Il résulte de ces conceptions que ces derniers phénomènes doivent être exclus des planètes dépourvues d'une atmosphère capable de créer une érosion sensible, ce que semble vérifier l'observation astronomique.)

J'ai toujours ainsi, et d'autres avec moi, par la suite, admis implicitement que les réactions chimiques accompagnant le métamorphisme sont, dans l'ensemble, exothermiques.

Mes théories peuvent ainsi être illustrées par le schéma ci-dessous :



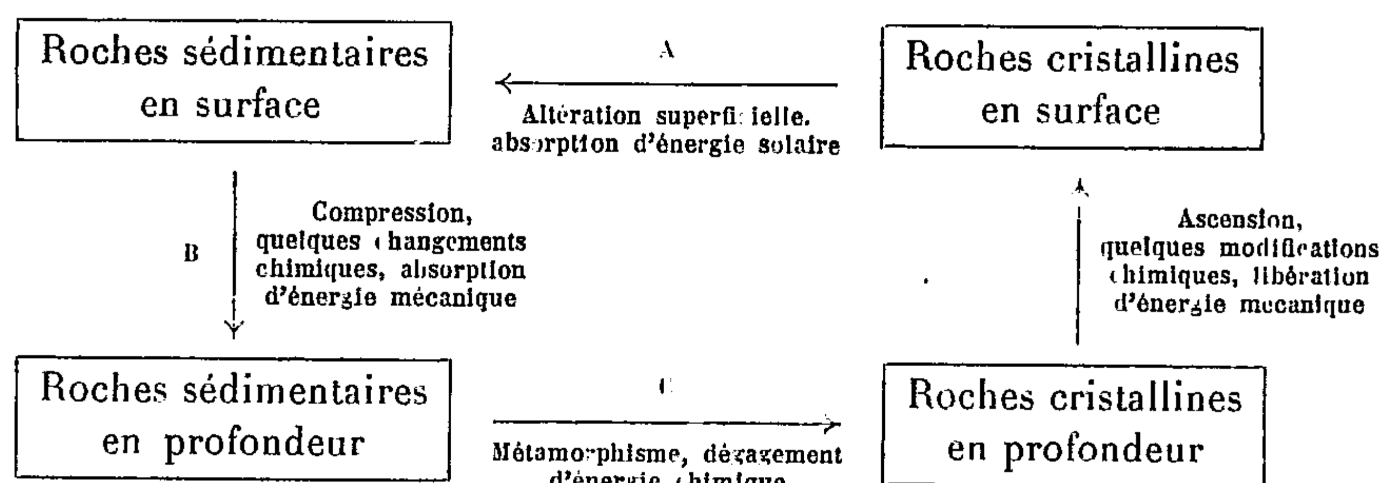
Dans son récent Ouvrage, P. Laffitte [3] a eu le mérite de faire des remarques très importantes à ce sujet : 1° l'énergie mécanique nécessaire pour l'orogenèse et les déformations ne représente qu'une faible part, 10 % en moyenne de celle qui est nécessaire pour échauffer les roches jusqu'aux températures qui paraissent nécessaires pour expliquer le métamorphisme profond et la granitisation; elle est en outre relativement faible vis-à-vis des énergies mises en jeu par les réactions chimiques (cette dernière conclusion, à laquelle j'étais arrivé également, sans la publier, montre que la conception : réactions chimiques facteurs d'orogenèse, n'est en tous cas pas dénuée de fondement scientifique); 2° que l'ordre de grandeur des énergies thermiques intervenant dans les dites réactions semble capable de produire des échauffements de plusieurs centaines de degrés.

Il s'est étonné à juste titre qu'une question aussi fondamentale pour la pétrographie que celle de l'exothermie ou l'endothermie des réactions correspondant au métamorphisme n'ait pas encore fait, à sa connaissance, l'objet d'études approfondies. Il a cependant ajouté, en cours d'impression, qu'un article récent de V. A. Saull [4] traitait de ce problème. Saull pense que nombre de transformations observées dans le métamorphisme sont exothermiques; il se base pour ce faire, et sur certaines données de chaleur de formation, et sur des considérations théoriques que je résumerai ainsi : Les lois thermodynamiques veulent que, si l'on raisonne en système clos, le métamorphisme se traduise par une diminution de l'ensemble de l'énergie libre F dans les terrains intéressés, mais $\Delta F = \Delta H - T\Delta S$ (si l'on admet la pression constante).

Les matériaux constituants des terrains sédimentaires : argiles, limons, colloïdes, schistes, ont une structure plus désordonnée que celle des minéraux de métamorphisme : micas, amphiboles, feldspaths. Il est à présumer de ce fait que leur entropie est plus grande. Par suite, $T\Delta S$ est certainement positif, et pour que ΔF soit négatif, il est obligatoire que ΔH soit

largement négatif, c'est-à-dire que les réactions correspondantes soient nettement exothermiques. Il faut tenir compte, en outre, des dégagements de chaleur importants dus à la recristallisation métamorphique. Si les vitesses de réaction sont suffisantes, les dégagements de chaleur par unité de volume peuvent dépasser les pertes par conductibilité : il se produit dès lors une augmentation de la température et celle-ci à son tour accroît dans des proportions considérables les vitesses de réaction dans les solides. il se produit ainsi une autocatalyse thermale : l'allure des phénomènes s'amplifie. En sens inverse, les phénomènes d'altération superficielle des roches, y compris leur désagrégation, sont endothermiques; s'ils peuvent s'effectuer néanmoins, c'est que l'energie nécessaire à leur accomplissement est fournie par les effets mécaniques et thermiques de l'eau et des vents, et donc en définitive par la chaleur solaire.

Saull arrive ainsi à la conception de cycles géologiques fermés, qui ne nécessitent aucun apport d'énergie venant de l'intérieur de la terre; il n'exclut cependant pas la possibilité d'un tel apport. L'énergie chimique dégagée au cours du métamorphisme correspond essentiellement à la libération de l'énergie solaire emmagasinée lors de l'altération superficielle des roches, causée par les agents atmosphériques ou la vie, et de la sédimentation. Il schématise ainsi le cycle :



Mis à part les échanges avec la profondeur, que, je le répète, Saull n'exclut pas, un tel schéma est très similaire à mes propres conceptions, mais Saull a explicité cette idée, qui me paraît féconde, que finalement l'énergie libérée, lors du métamorphisme et de l'orogenèse, est d'origine solaire; elle correspond à la libération de l'énergie accumulée auparavant, lors de l'érosion et de l'altération superficielle. C'est, à la réflexion, une conséquence implicite de mes conceptions, mais que je n'avais, personnellement, point dégagée. De même que l'action solaire, par l'intermédiaire de la biosphère, s'est traduite par une accumulation d'énergie potentielle, sous forme de charbon et de pétrole, de même de façon plus générale son action directe, ou indirecte par l'action des organismes vivants, conduit à une accumulation d'énergie potentielle dans les sédiments, en faux

équilibre entre eux et avec la profondeur. Cette énergie est libérable le jour où un retour vers l'équilibre physicochimique s'effectue : le métamorphisme, la granitisation, le volcanisme et l'orogenèse en sont les conséquences. A température ordinaire le charbon est en faux équilibre avec l'air; si l'on élève sa température, sa combustion se produit et est exothermique. La publication de Saull a entraîné une discussion intéressante. Tout d'abord, deux savants russes, V. I. Lebedev et N. V. Belov, ont revendiqué leur priorité. Ils ont effectivement, parallèlement à Saull, considéré que les réactions de métamorphisme étaient exothermiques, en s'appuyant essentiellement sur des considérations théoriques : distances et caractères de liaison entre Al et O dans le cas de coordination 4 (roches plutoniques), ou de coordination 6 (sédiments) et attiré l'attention sur l'accumulation d'énergie solaire dans les minéraux de surface; enfin Lebedev a considéré (1953) que le métamorphisme était une source probable de mouvements tectoniques, ce qui, entre parenthèses, me permettrait, à mon tour, de revendiquer une priorité déjà ancienne (1935).

Un autre savant russe, D. S. Korzhinsky, a fait des objections aux affirmations de ses compatriotes (1954) tout en citant certaines réactions de déshydratation exothermique. De leur côté, H. Ramberg, K. O. Bennington et W. K. Week reconnaissent l'exothermie des recristallisations, mais critiquent les autres conclusions de Saull; ils s'appuient en particulier sur des ΔH mesurés par eux-mêmes pour certaines réactions, qui s'accompagnent de dégagements de CO_2 ou de H_2O et sur une discussion sur la chaleur de formation de la sillimanite. Ils concluent que les conceptions de Saull sur l'exothermie des réactions métamorphiques en système clos n'ont aucun support ni expérimental, ni théorique. Leur critique n'est, à mon avis, nullement démonstrative. Ils font d'abord l'énorme hypothèse que le non équilibre des minéraux des sédiments entre eux est rétabli pendant la diagenèse, donc à température voisine de la température ordinaire, sans justifier cette hypothèse de grande importance.

En outre, les faits qu'ils citent ont trait, ou à des réactions d'ordre extrêmement secondaire dans le métamorphisme en général, ou à des réactions purement théoriques, comme la décomposition de la muscovite en orthose, alumine et eau, etc.

Le même Ramberg a d'ailleurs mis l'accent aux excellents arguments à l'appui, sur le fait que les alcalins ont tendance en système clos à se concentrer dans les phyllo et surtout tectosilicates, et Fe, Mg dans les méta et orthosilicates, du fait de l'exothermie des réactions correspondantes, ce qui, en réalité, est un argument en faveur des conceptions de Saull, ce d'autant plus qu'une telle concentration n'est nullement réalisée dans la diagenèse.

Pour ma part, je tendrai à dire : en système clos, je considérerais le

raisonnement de Saull sur l'équation $\Delta F = \Delta H - T\Delta S$ comme probablement valable à pression constante, mais il n'y a pas de système clos en pétrographie, et la discussion sur un tel système me paraît assez vaine. Comme toujours, il faut se rapporter à l'observation : 1° l'altération superficielle n'est évidemment pas un système clos, car les eaux ruissellent; 2° dans le métamorphisme, même relativement superficiel, CO_2 et H_2O ont migré; 3° l'observation montre, en outre, que dans le métamorphisme plus intense, la migmatisation, la granitisation, il y a apport de certains corps, tels que les alcalins, départ d'autres, tels que Fe, Mg. Lors de la granitisation d'une roche à séricite ou muscovite, on ne retrouve pas l'excès d'alumine sur place; elle a migré pour entrer dans un minéral d'autre composition chimique, de même Fe, Mg, dans la granitisation d'une roche à hornblende, chlorite ou biotite, etc. C'est l'exothermie ou l'endothermie des réactions correspondantes, et non de réactions théoriques, qui constituent la clé.

Si l'on veut clore le système, il faut étendre très loin ses limites.

Si exothermie il y a, comme le laisse prévoir le raisonnement de Ramberg, sur alcalins et ferromagnésiens, l'autocatalyse thermale et un certain emmagasinement d'énergie solaire apparaissent une conclusion logique. L'endothermie, en présence des immenses volumes gneissifiés, migmatisés, granitisés, supposerait un apport de chaleur extérieur extrêmement considérable et entretenu pendant de longues périodes; cet apport aurait à la fois à subvenir à la forte augmentation de température des terrains, et à la compensation de la chaleur absorbée par les réactions. Les conceptions anciennes : proximité de magmas fondus, colonnes filtrantes, ascension de pore-solutions chaudes émanant de la profondeur, permettraient peut-être une telle hypothèse. La substitution partielle ou totale de la granitisation aux magmas granitiques, l'absence de grands fronts basiques qui exclut le transport par circulation de solutions ascendantes, les données sismologiques, ne permettent plus, à mon avis, même en tenant compte de la radioactivité, de concevoir une source raisonnable de chaleur permettant l'accomplissement de réactions endothermiques d'une telle ampleur.

Ainsi l'observation géologique me semble prouver que dans le système non clos que représentent les couches externes de l'écorce, l'autocatalyse thermale et l'emmagasinement d'énergie solaire sont une réalité.

Mais alors, cette conception appelle certaines conséquences importantes sur lesquelles je voudrais attirer l'attention : l'évolution des êtres vivants observables montre que la température superficielle de notre globe s'est maintenue en moyenne sensiblement constante depuis plus d'un milliard d'années.

Cette température résulte de la différence entre, d'une part, la somme des apports : quantité de la chaleur solaire qui reste disponible après

l'absorption sous forme d'augmentation d'entropie et de vie végétale ou animale, flux thermique venant de la profondeur, radioactivité, et, d'autre part, la perte par rayonnement, elle-même influencée par les écrans nuageux. Si l'on suit ces vues nouvelles, il faut reconnaître que cette extraordinaire constance de la température pendant d'immenses durées, qui, seule, a permis une évolution aboutissant jusqu'à l'Homme, n'a pu être réalisée que grâce à une certaine constance d'une différence : la différence entre la quantité d'énergie solaire absorbée et emmagasinée par l'altération superficielle, l'érosion, la sédimentation, la vie d'une part et, d'autre part, la quantité restituée par les phénomènes métamorphiques, orogéniques et volcaniques, qui agissent sur le flux thermique. Ces deux quantités ont été elles-mêmes inégales dans l'espace et dans le temps.

La proportion d'énergie solaire absorbée et accumulée à chaque instant du fait de l'altération est influencée par le rapport des surfaces océaniques aux surfaces continentales, la forme de celles-ci (déserts intérieurs), les couvertures glaciaires, la vie, etc., et la quantité d'énergie restituée est fonction elle-même de l'intensité, variable au cours des époques géologiques et d'une région à l'autre, des processus chimiques et de leurs conséquences. Il n'apparaît donc pas absurde de penser que ces phénomènes d'absorption et restitution, d'importance respective variable à chaque instant et dans l'espace, ont joué un rôle dans l'évolution des climats au cours des âges. A titre d'exemple, en se limitant seulement à l'accumulation due à l'altération et à la désagrégation, il est intéressant de constater qu'une couverture glaciaire étendue en diminue l'importance et doit donc normalement conduire à une élévation lente mais progressive de la température, une part plus grande de l'énergie solaire étant consacrée à cet usage; un abaissement devrait réciproquement être la conséquence d'une forte fonte des glaces accompagnée d'érosion puissante.

Quant aux restitutions, elles se traduisent non seulement par la chaleur apportée par certaines eaux thermales et les laves, mais également du fait de l'action des réactions chimiques internes sur le degré géothermique et le flux thermique.

Une autre conséquence de ces vues est, en effet, qu'il est, pour le moins, imprudent d'extrapoler à partir des degrés géothermiques superficiels connus, d'ailleurs très variables, pour tenter de calculer les températures dans les couches profondes du globe, puisque, sans parler de la radioactivité, les couches relativement externes sont l'objet de dégagements de chaleur, provenant pour une grande part d'énergie solaire accumulée. Il n'est pas à exclure que cette zone superficielle ne donne lieu, au moins localement, à un flux thermique, tant vers l'intérieur, que vers l'extérieur. Un tel fait est, en particulier, plausible dans le cas des volcans, véritables abcès sous-cutanés. Il ne paraît pas possible de négliger cette

sorte de vie physicochimique de l'extérieur de la croûte, qui continue de nos jours, et est source de calories, et de se borner à des calculs d'ordre uniquement mécanique et de transmission de chaleur, basés sur des données de surface, pour tenter d'en inférer ce qui existe en profondeur.

Pour moi ces réflexions me confirment, surtout si l'on tient compte de l'influence relativement superficielle de la radioactivité, dans la tendance qui est déjà la mienne depuis quelques années, à savoir qu'il n'y a pas lieu de s'étonner outre mesure si les ruptures brusques des séismes à épicentres situés à 600 km et la propagation d'ondes transversales sont en faveur de l'existence de roches cristallines solides jusqu'à de très grandes profondeurs. Les seuls magmas approchant ou atteignant la surface sont issus de refusion, telles les laves.

(1) R. PERRIN, *Extrapolation à la géologie des données métallurgiques* (*Annales des Mines*, 1934).
(2) R. PERRIN, *Le métamorphisme générateur de plissement* (*Annales des Mines*, 1935).
(3) P. LAFFITTE, *Introduction à l'étude des roches métamorphiques et des gîtes métallifères*, 1957.
(4) V. A. SAULL, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **8**, 1955, p. 86-106.

PHYSIQUE COMÉTAIRE. — *Présence des raies interdites de l'oxygène dans les spectres cométaires.* Note de MM. **Pol Swings** et **Jesse L. Greenstein**.

L'examen de la région rouge de nombreux spectres cométaires, par exemple dans l'*Atlas of Representative Cometary Spectra* (1) nous a conduits à penser que les raies interdites rouges de OI, λ 6 300,23 et 6 363,88 pourraient bien être présentes dans les comètes; le cas de la raie verte λ 5 577 semblait moins clair. L'étude de spectres de comètes récentes pris à plus haute résolution et, en particulier, de spectres de la comète *Mrkos* (1957 *d*) obtenus à l'Observatoire Palomar (27 A/mm) nous a convaincus que les raies de [OI] sont bien émises par les comètes.

La plupart des spectres cométaires couvrant la région rouge révèlent des émissions proches de λ 6 300 et 6 364 dont l'intensité décroît au fur et à mesure qu'on s'éloigne du noyau et qui ne peuvent être attribuées à l'émission nocturne ou crépusculaire de [OI]. Les bons spectrographes astronomiques ne présentent pas de dégradé; c'est le cas, en particulier, du spectrographe Coudé du Palomar. D'ailleurs, on peut facilement constater sur de nombreux spectres cométaires que la distribution le long des raies λ 6 300 et 6 364 ne peut pas être un simple effet photographique dû à la superposition d'émissions crépusculaires ou nocturnes et d'un continuum sous-jacent.

En fait, il existe une forte émission de NH_2 en λ 6 300; il s'agit essen-

tiellement des transitions intenses de la branche Q, $4_{-3} - 4_{-4}$, $5_{-4} - 5_{-5}$ et $6_{-5} - 6_{-6}$ de la transition (o, 8, o) → (o, o, o). Cette émission, comme toutes les autres du radical NH_2, est concentrée dans la région centrale de la tête; dans cette région, on ne pourra, sans doute, jamais séparer les émissions de NH_2 et de [OI]. Mais, à partir d'une certaine distance du noyau, l'émission est due uniquement à [OI]. L'examen de nombreux clichés montre aussi que, très fréquemment, cette émission de [OI] n'a pas l'uniformité de distribution en longueur requise pour une émission crépusculaire ou nocturne, mais est, au contraire, bien due à la comète. C'est le cas notamment sur les clichés Palomar de la comète *Mrkos*, où l'émission λ 6 300 s'étend dans la direction de la queue tout à fait comme le doublet D de Na.

Aux environs de λ 6 364, on n'observe, à faible résolution, qu'une seule radiation cométaire. Mais, à dispersion plus élevée, on trouve deux raies qui, sur les spectres du Palomar, ont les longueurs d'onde λ 6 360,43 et λ 6363,87. La première est la raie $3_{-1} - 4_0$ de la bande (o, 8, o) → (o, o, o) de NH_2. Quant à la seconde, elle ne coïncide avec aucune raie de NH_2, ni avec aucune autre émission moléculaire; en revanche, elle correspond exactement à [OI] 6 363,88. Sur les clichés du Palomar, l'émission 6 363,9 due purement à [OI] appartient exclusivement à la comète, sans contribution crépusculaire ou nocturne appréciable.

Le cas de la raie verte, λ 5 577, est moins frappant. Cette raie tombe au sein de la bande (1, 2) de C_2. A faible résolution, on ne peut séparer la raie verte dans les parties de la tête où sont émises les bandes de C_2, mais elle apparaît sur certains clichés, à plus grande distance du noyau. Sur les spectres de la comète *Mrkos* pris au Palomar, une émission est observée en λ 5 577,28, à mi-chemin entre deux raies de C_2, λ 5 575,6 et 5 578,6. Il s'agit bien de la raie verte de [OI]; aucune autre identification satisfaisante n'est possible. La raie verte est nettement plus faible que les raies rouges.

Il est donc bien établi que les raies interdites de [OI] sont émises par les comètes; [OI] apparaît à des distances du noyau semblables à Na, nettement plus grandes que NH_2. Comme Na, [OI] s'étend dans la direction de la queue.

Cette émission de [OI] est-elle due à une résonance excitée par le rayonnement électromagnétique solaire ou à un bombardement par des particules solaires, ou encore à un processus plus compliqué comme on a envisagé pour expliquer l'émission [OI] crépusculaire ? Par analogie avec les bandes cométaires de CN, CH, OH et NH dont l'excitation fluorescente pure a été démontrée, on est tenté d'attribuer l'émission [OI] au même mécanisme de résonance. Cette question pourra être résolue par des études théoriques. En tout cas, il n'y a aucune difficulté à expliquer la présence d'atomes

abondants d'oxygène qui peuvent provenir de la photodissociation de nombreuses molécules parentes.

(1) P. SWINGS et L. HASER, *Atlas of Representative Cometary Spectra*, Liège, 1956.

M. **PAUL PASCAL** fait hommage à l'Académie des tomes III et IV du *Nouveau traité de Chimie minérale* publié sous sa direction.

M. **ROGER HEIM** présente un Ouvrage de feu **RENÉ MAIRE**, Membre non résidant de l'Académie, intitulé : *Flore de l'Afrique du Nord.* Volume IV : *Monocotyledonæ : Glumifloræ : Cyperaceæ, Principes, Spathifloræ, Commelinales.* Cet Ouvrage constitue le volume LIII de l'*Encyclopédie biologique.*

M. **SALOMON LEFSCHETZ** adresse en hommage à l'Académie son Ouvrage : *Differential equations : geometric theory* qui constitue le volume VI de la série *Pure and applied mathematics.*

M. **HENRI MILLOUX** adresse en hommage à l'Académie une brochure intitulée : *Augustin Cauchy.*

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **PIERRE TARDI** :

Publications techniques de l'Institut géographique national. *Optique appliquée et Photographie,* par JEAN CRUSET.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la place de Membre titulaire vacante au Bureau des Longitudes par la mort de M. *Guillaume Grandidier*, pour la première ligne, M. *Pierre Tardi* obtient 59 suffrages contre 4 à M. *Jean Vignal.*

Pour la seconde ligne, M. *Jean Vignal* obtient 50 suffrages. Il y a 7 bulletins blancs.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale de la Jeunesse et des Sports, comprendra :

En première ligne.............. M. **PIERRE TARDI.**
En seconde ligne............... M. **JEAN VIGNAL.**

DÉSIGNATIONS.

M. **Arnaud Denjoy** est désigné pour représenter l'Académie à la Cérémonie organisée le 28 janvier à la Maison de l'UNESCO, au cours de laquelle le **Prix Kalinga** sera remis à M. *Bertrand Russell.*

CORRESPONDANCE.

L'Académie est informée de l'**International Conference on co-ordination chemistry**, qui aura lieu à Londres, du 6 au 11 avril 1959.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° AcademiaRepublicii populare Romine. *Biblioteca de chimie.* I. *Despre teoria proceselor de polimerizare și polimerizarea acetineenei,* par O. F. Solomon;

2° id. *Biblioteca de zootehnie și medicina veterinara.* I. *Piroplasme și piroplamoze,* par Constantin C. Cernăianu. Vol. I;

3° id. C. I. Parhon. *Opere alese.* Vol. II. *Psihologie și psihiatrie;*

4° Elie Carafoli. *Aerodinamica vitezelor mari (Fluide compresibile);*

5° Tudor Tănăsescu. *Manual de tuburi și circuite electronice.* Vol. II;

6° Lucia Mîrza. *Influenta anemiilor acute și repetate și a compresiunii cerebrale asupra activitatii nervoase superioare la animale.*

Il signale également deux fascicules polycopiés :

1° Faculté des sciences de Paris. *Séminaire de théories physiques dirigé par M. Louis de Broglie.* 26e année : 1956-1957;

2° Documentation mathématique. Textes publiés sous la direction de Paul Belgodère. Fasc. 30 — 38. *État des périodiques figurant à la Bibliothèque de l'Institut Henri Poincaré.* Liste dressée par Madeleine Estève à la date du 15 décembre 1957.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Sur certaines fonctions arithmétiques.* Note de M. **Hubert Delange**, présentée par M. Paul Montel.

Extension, au moyen d'une nouvelle méthode de démonstration, de résultats établis précédemment sur des fonctions arithmétiques définies simplement à partir de certains ensembles de nombres premiers.

1. E étant un ensemble de nombres premiers, nous désignons par $\omega_E(n)$ le

nombre des diviseurs premiers de l'entier n qui appartiennent à E, et par $\Omega_E(n)$ le nombre total des facteurs appartenant à E dans la décomposition de n en facteurs premiers.

Dans des travaux précédents [1], nous avons étudié les fonctions ainsi associées aux ensembles E satisfaisant à l'hypothèse suivante, que nous désignerons par (H) :

Il existe un nombre positif α et une fonction $\delta(s)$ holomorphe dans le demi-plan fermé $\Re s \geq 1$, tels que l'on ait pour $\Re s > 1$

$$\sum_{p \in E} \frac{1}{p^s} = \alpha \log \frac{1}{s-1} + \delta(s).$$

Nous avons établi en particulier les résultats suivants :

1° Soit f l'une des fonctions ω_E et Ω_E qui correspondent à un ensemble E satisfaisant à l'hypothèse (H).

a. q étant un entier > 1 et r un entier quelconque, l'ensemble des entiers positifs n satisfaisant à $f(n) \equiv r \pmod{q}$ possède une densité égale à $1/q$, et l'ensemble des entiers positifs « quadratfrei » et satisfaisant à la même condition possède une densité égale à $(1/q)(6/\pi^2)$.

b. λ étant un nombre irrationnel quelconque, pour tout t réel satisfaisant à $0 \leq t \leq 1$, l'ensemble des entiers positifs n tels que

$$\{\lambda f(n)\} \leq t \quad (^2)$$

possède une densité égale à t, et l'ensemble des entiers positifs quadratfrei satisfaisant à la même condition possède une densité égale à $(6/\pi^2)t$.

2° Soient f l'une des fonctions ω_{E_1} et Ω_{E_1} et g l'une des fonctions ω_{E_2} et Ω_{E_2}, E_1 et E_2 étant deux ensembles sans élément commun satisfaisant l'un et l'autre à l'hypothèse (H).

a. q et q' étant deux entiers > 1 et r et r' deux entiers quelconques, l'ensemble des entiers positifs n tels que

$$f(n) \equiv r \pmod{q} \qquad \text{et} \qquad g(n) \equiv r' \pmod{q'}$$

possède une densité égale à $1/qq'$, et l'ensemble des entiers positifs quadratfrei et satisfaisant aux mêmes conditions possède une densité égale à $(1/qq')(6/\pi^2)$.

b. λ et μ étant deux nombres irrationnels quelconques, quels que soient t et t' réels satisfaisant à $0 \leq t \leq 1$, $0 \leq t' \leq 1$, l'ensemble des entiers positifs n tels que

$$\{\lambda f(n)\} \leq t \qquad \text{et} \qquad \{\mu g(n)\} \leq t'$$

possède une densité égale à tt', et l'ensemble des entiers positifs quadratfrei satisfaisant aux mêmes conditions possède une densité égale à $(6/\pi^2)tt'$.

3° Soit E un ensemble satisfaisant à l'hypothèse (H).

a. q et q' étant deux entiers > 1 *et premiers entre eux*, et r et r' deux entiers quelconques, l'ensemble des entiers positifs n tels que

$$\omega_E(n) \equiv r \pmod q \qquad \text{et} \qquad \Omega_E(n) \equiv r' \pmod{q'}$$

possède une densité égale à $1/qq'$.

b. λ et μ étant deux nombres irrationnels tels que l'équation $\lambda x + \mu y = z$ n'ait pas d'autre solution en entiers rationnels que $x = y = z = 0$, quels que soient t et t' réels satisfaisant à $0 \leqq t \leqq 1$, $0 \leqq t' \leqq 1$, l'ensemble des entiers positifs n tels que

$$\{\lambda\omega_E(n)\} \leqq t \qquad \text{et} \qquad \{\mu\Omega_E(n)\} \leqq t'$$

possède une densité égale à tt'.

Le but de la présente Note est en premier lieu d'indiquer que *tous les résultats précédents restent vrais si l'on remplace l'hypothèse* (H) *par la suivante, plus générale et d'un caractère moins artificiel et que nous désignerons par* (H_1) [3] :

Il existe un nombre positif ou nul α tel que le nombre des nombres de E *au plus égaux à x soit égal pour x tendant vers $+\infty$ à*

$$\alpha \frac{x}{\log x} + o\left[\frac{x}{\log x}\right],$$

et, si $\alpha = 0$, on a

$$\sum_{p \in E} \frac{1}{p} = +\infty.$$

La démonstration consiste à établir les résultats suivants :

1° Si l'ensemble E satisfait à l'hypothèse (H_1), quel que soit z tel que $|z| \leqq 1$ et $z \neq 1$, on a pour x infini

$$\sum_{n \leqq x} z^{\omega_E(n)} = o[x], \qquad \sum_{n \leqq x} z^{\Omega_E(n)} = o[x]$$

et, Q étant l'ensemble des entiers positifs quadratfrei,

$$\sum_{\substack{n \leqq x \\ n \in Q}} z^{\omega_E(n)} = o[x].$$

De plus, quels que soient u et v satisfaisant à $|u| \leqq 1$, $|v| \leqq 1$, avec $uv \neq 1$, on a pour x infini

$$\sum_{n \leqq x} u^{\omega_E(n)} v^{\Omega_E(n)} = o[x].$$

2° Si E_1 et E_2 sont deux ensembles sans élément commun satisfaisant l'un et l'autre à l'hypothèse (H_1), et si f est l'une des fonctions ω_{E_1} et Ω_{E_1}, et g l'une des fonctions ω_{E_2} et Ω_{E_2}, quels que soient u et v satisfaisant à $|u| \leqq 1$ et $|v| \leqq 1$,

avec $u \neq 1$ *ou* $v \neq 1$, on a pour x infini

$$\sum_{n \leq x} u^{f(n)} v^{g(n)} = o[x] \qquad \text{et} \qquad \sum_{\substack{n \leq x \\ n \in Q}} u^{f(n)} v^{g(n)} = o[x].$$

Ajoutons qu'on peut obtenir aussi des résultats concernant les entiers assujettis aux mêmes conditions que plus haut et en outre à $n \equiv l (\mathrm{mod}\, k)$, à condition d'introduire une hypothèse sur la répartition des nombres de E satisfaisant aux différentes congruences de la forme

$$p \equiv m \pmod{k'}, \qquad \text{où} \quad k' = \frac{k}{(k, l)} \qquad \text{et} \qquad (k', m) = 1.$$

2. Tous les résultats mentionnés au paragraphe précédent se déduisent du théorème général suivant, qui est d'ailleurs susceptible d'autres applications.

Soit $h(n)$ une fonction arithmétique réelle ou complexe possédant les propriétés suivantes :

1° $h(1) = 1$;

2° *quel que soit n,* $|h(n)| \leq 1$;

3° *on a* $h(nn') = h(n)h(n')$ *toutes les fois que* $(n, n') = 1$.

Supposons qu'il existe un nombre réel ou complexe ρ tel qu'on ait pour x infini

$$\sum_{p \leq x} h(p) \log p = \rho x + o[x] \quad (^4)$$

et, si $\rho = 1$, *supposons en outre que* $\sum [1 - \mathcal{R}\, h(p)]/p = +\infty$.

Alors on a pour x infini

$$\sum_{n \leq x} h(n) = o[x] \qquad \textit{et} \qquad \sum_{\substack{n \leq x \\ n \in Q}} h(n) = o[x].$$

(1) *Ann. scient Éc. Norm. Sup.* (3), 73, 1956, p. 15-74; *Colloque sur la théorie des nombres*, Bruxelles, 19, 20 et 21 décembre 1955, p. 147-161; *Illinois Journal of Mathematics*, 1957.

(2) Nous désignons ici par $\{x\}$ l'excès de x sur le plus grand entier $\leq x$.

(3) On pourrait prendre une hypothèse encore plus générale mais moins simple.

(4) Nous utilisons la lettre p comme symbole générique d'un nombre premier.

ALGÈBRE. — *Une propriété caractéristique des idéaux tertiaires.* Note (*) de MM. **Léonce Lesieur** et **Robert Croisot**, présentée par M. Henri Villat.

Nous caractérisons les idéaux tertiaires d'un anneau ou d'un demi-groupe (et les sous-modules tertiaires d'un module) à l'aide de la notion de résiduel essentiel (1). Plus généralement les résiduels essentiels d'un idéal (ou d'un sous-module) X coïncident avec les idéaux (ou les sous-modules) premiers associés à une décomposition de X comme intersection réduite d'idéaux (ou de sous-modules) tertiaires.

Nous utilisons les notations et les résultats de notre précédente Note [1] et nous supposons réalisées les hypothèses du paragraphe 8 de [I] qui imposent notamment à (L) d'être un treillis semi-modulaire vérifiant la condition de chaîne ascendante ou la condition de chaîne descendante affaiblie et qui impliquent que tout élément de (L) est intersection réduite d'éléments tertiaires.

Théorème 1. — *Pour qu'un élément* Q *de* (L) *distinct de* U *soit tertiaire, il faut et il suffit qu'il admette un seul résiduel essentiel* [2].

Montrons d'abord que, si Q est $\mathfrak{T}$-tertiaire [3], $\mathfrak{T}$ est son unique résiduel essentiel. Puisque Q est $\mathfrak{T}$-primal, $\mathfrak{T}$ est son résiduel à gauche propre maximum; c'est donc un résiduel essentiel de Q d'après la propriété 1 de (N). Supposons maintenant que $\mathfrak{T}'$ soit résiduel essentiel de Q par rapport à Y. On a $\mathfrak{T}' \leqq \mathfrak{T}$ puisque $\mathfrak{T}$ est résiduel à gauche propre maximum de Q. Considérons l'élément $(Q \mathbin{.\!\cdot} \mathfrak{T}) \cap Y$; Q étant $\mathfrak{T}$-tertiaire, on ne peut avoir $(Q \mathbin{.\!\cdot} \mathfrak{T}) \cap Y = Q$. On a donc

$$Q < (Q \mathbin{.\!\cdot} \mathfrak{T}) \cap Y \leqq Y.$$

Il en résulte, puisque $\mathfrak{T}'$ est essentiel par rapport à Y,

$$\mathfrak{T}' = Q \mathbin{\cdot\!.} [(Q \mathbin{.\!\cdot} \mathfrak{T}) \cap Y], \qquad \text{d'où} \qquad \mathfrak{T}' \geqq Q \mathbin{\cdot\!.} (Q \mathbin{.\!\cdot} \mathfrak{T}) = \mathfrak{T}.$$

Par suite, on a bien $\mathfrak{T}' = \mathfrak{T}$ qui est l'unique résiduel essentiel de Q.

Réciproquement, montrons que, si Q admet un seul résiduel essentiel, il est tertiaire. Comme tout résiduel à gauche propre maximal de Q est essentiel d'après la propriété 1 de (N), Q possède un résiduel à gauche propre maximum $\mathfrak{T}$ et par suite il est $\mathfrak{T}$-primal. Tout revient donc à démontrer

$$(Q \mathbin{.\!\cdot} \mathfrak{T}) \cap X = Q \Rightarrow X = Q.$$

Supposons qu'on ait $Q < X$. Considérons un résiduel à gauche propre maximal de Q parmi ceux qui sont de la forme $Q \mathbin{\cdot\!.} Y$ avec $Q < Y \leqq X$. Ce résiduel est essentiel par rapport à Y puisque $Q < Z \leqq Y$ entraîne $Q \mathbin{\cdot\!.} Z \geqq Q \mathbin{\cdot\!.} Y$ avec $Q < Z \leqq X$. Il coïncide donc avec l'unique résiduel essentiel de Q qui est $\mathfrak{T}$ et l'on a $Q \mathbin{\cdot\!.} Y = \mathfrak{T}$. On en déduit $\mathfrak{T} Y \leqq Q$ et $Y \leqq Q \mathbin{.\!\cdot} \mathfrak{T}$. Comme on a aussi $Y \leqq X$, on en tire $Y \leqq (Q \mathbin{.\!\cdot} \mathfrak{T}) \cap X = Q$ ce qui contredit le choix de Y. On a donc $X = Q$ et, par suite, Q est tertiaire.

Pour généraliser le théorème 1, nous utiliserons la propriété suivante.

Propriété 1. — *$\mathfrak{T}$ étant résiduel essentiel de* X *par rapport à* Y *et* $X = Q_1 \cap Q_2 \cap \ldots \cap Q_n$ *étant une décomposition réduite de* X *comme intersection d'éléments tertiaires, il existe un* Q_i *et un seul satisfaisant à* $X = Q_i \cap Y$ *et l'on a* $\mathfrak{T} = \mathfrak{T}_i$, *si* $\mathfrak{T}_i$ *désigne l'élément premier associé à* Q_i.

Considérons, parmi les éléments $Q_i (i = 1, 2, \ldots, n)$, un ensemble minimal, par exemple $Q_1, Q_2, \ldots, Q_m$ tel qu'on ait $X = Q_1 \cap Q_2 \cap \ldots \cap Q_m \cap Y$. De $X < Y$, résulte $m \geqq 1$. Formons $Y' = Q_2 \cap \ldots \cap Q_m \cap Y$. On a $X < Y' \leqq Y$

d'après le choix de $Q_1, Q_2, \ldots, Q_m$. Il en résulte $\mathfrak{T} = X \cdot . Y'$ puisque $\mathfrak{T}$ est résiduel essentiel de X par rapport à Y. Mais on a $X \cdot . Y' = Q_1 \cdot . Y'$ et $Y' \not\leq Q_1$ car $Y' \leq Q_1$ entraînerait $Y' \leq X$. On en déduit $Q_1 \cdot . Y' \leq \mathfrak{T}_1$ c'est-à-dire $\mathfrak{T} \leq \mathfrak{T}_1$. On a d'autre part $(X . \cdot \mathfrak{T}_1) \cap Y' = (Q_1 . \cdot \mathfrak{T}_1) \cap Y' \not\leq Q_1$ puisque Q_1 est $\mathfrak{T}_1$-tertiaire et, par suite, $X < (X . \cdot \mathfrak{T}_1) \cap Y' \leq Y$. $\mathfrak{T}$ étant résiduel essentiel de X par rapport à Y, il en résulte $\mathfrak{T} = X \cdot . Y = X \cdot . [(X . \cdot \mathfrak{T}_1) \cap Y'] \geq X \cdot . (X . \cdot \mathfrak{T}_1) \geq \mathfrak{T}_1$. On obtient ainsi $\mathfrak{T} = \mathfrak{T}_1$. De plus, l'hypothèse $m > 1$ aurait donné de même $\mathfrak{T} = \mathfrak{T}_2$ et l'égalité $\mathfrak{T}_1 = \mathfrak{T}_2$ est impossible. On a donc nécessairement $X = Q_1 \cap Y$ avec, pour la même raison, $Q_2 \cap Q_3 \cap \ldots \cap Q_n \cap Y > X$.

Appliquons cette propriété à la démonstration du théorème suivant.

THÉORÈME 2. — *Les résiduels essentiels de X coïncident avec les éléments premiers associés aux éléments tertiaires d'une décomposition réduite de X comme intersection d'éléments tertiaires.*

Soit $X = Q_1 \cap Q_2 \cap \ldots \cap Q_n$ une telle décomposition, l'élément Q_i étant $\mathfrak{T}_i$-tertiaire. Un résiduel essentiel $\mathfrak{T}$ de X est nécessairement l'un des éléments $\mathfrak{T}_i$ d'après la propriété 1. Inversement, posons $X' = Q_2 \cap \ldots \cap Q_n$ et considérons les résiduels de X de la forme $X \cdot . Z$ avec $X < Z \leq X'$. Ils admettent un élément maximal au moins qui est de la forme $X \cdot . Y$ avec $X < Y \leq X'$ et qui est résiduel essentiel de X par rapport à Y. Comme on a $Y \cap Q_2 \cap \ldots \cap Q_n = Y \cap X' = Y > X$, on a nécessairement, d'après la propriété 1, $X = Q_1 \cap Y$ et $\mathfrak{T} = \mathfrak{T}_1$. On démontre de même que $\mathfrak{T}_2, \ldots, \mathfrak{T}_n$ sont des résiduels essentiels de X.

Terminons par une propriété supplémentaire des résiduels essentiels.

PROPRIÉTÉ 2. — *Soit* $X = X_1 \cap X_2 \cap \ldots \cap X_n$. *Tout résiduel essentiel de* X *est résiduel essentiel de l'un des éléments* X_i (¹).

Il suffit de faire la démonstration pour $n = 2$. Soient $X = X_1 \cap X_2$ et $\mathfrak{T}$ un résiduel pseudo-essentiel de X. D'après la définition 2 de (N), il existe $Y \not\leq X$ avec $\mathfrak{T} = X \cdot . X$ et

$$Z \leq Y,\ Z \not\leq X \Rightarrow X \cdot . Z = X \cdot . Y.$$

De $\mathfrak{T} = (X_1 \cap X_2) \cdot . Y = (X_1 \cdot . Y) \cap (X_2 \cdot . Y)$ et du fait que $\mathfrak{T}$ est premier d'après la propriété 4 de (N) donc $\cap$-irréductible, résulte $\mathfrak{T} = X_1 \cdot . Y$ par exemple. Si l'on a $Y \leq X_1$, on a aussi

$$\mathfrak{T} = X_2 \cdot . Y,$$

avec $Y \not\leq X_2$ car on ne peut avoir simultanément $Y \leq X_1$ et $Y \leq X_2$. On peut donc supposer, par exemple, $\mathfrak{T} = X_1 \cdot . Y$ avec $Y \not\leq X_1$. Soit alors $Z_1 \leq Y$ tel qu'on ait $Z_1 \not\leq X_1$. On en déduit $Z_1 \not\leq X$ d'où $X \cdot . Z_1 = X \cdot . Y = \mathfrak{T}$ et, par suite,

$$\mathfrak{T} = (X_1 \cdot . Z_1) \cap (X_2 \cdot . Z_1).$$

Si, quel que soit le choix de Z_1, $\mathfrak{T}$ est toujours égal à $X_1 \cdot . Z_1$, on a $X_1 \cdot . Z_1 = X_1 \cdot . Y$ et $\mathfrak{T}$ est résiduel pseudo-essentiel de X_1 par rapport à Y. S'il

existe Z_1 pour lequel $\mathfrak{T}$ soit distinct de $X_1 \cdot . Z_1$, $\mathfrak{T}$ est égal à $X_2 \cdot . Z_1$ et l'on a $Z_1 \not\leq X_2$ car $Z_1 \leq X_2$ entraînerait $\mathfrak{T} = X_1 \cdot . Z_1$. Considérons alors un élément Z_2 tel qu'on ait $Z_2 \leq Z_1 (\leq Y)$, $Z_2 \not\leq X_2$. On en déduit $Z_2 \not\leq X$, d'où $X \cdot . Z_2 = X \cdot . Y = \mathfrak{T}$ et, par suite,

$$\mathfrak{T} = (X_1 \cdot . Z_2) \cap (X_2 \cdot . Z_2).$$

Mais la relation $\mathfrak{T} < X_1 \cdot . Z_1$ entraîne la relation $\mathfrak{T} < X_1 \cdot . Z_2$ et l'on doit avoir $\mathfrak{T} = X_2 \cdot . Z_2 = X_2 \cdot . Z_1$ ce qui montre que $\mathfrak{T}$ est résiduel pseudo-essentiel de X_2 par rapport à Z_1.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) *Cf.* L. Lesieur et R. Croisot, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 357. Cette Note sera désignée ici par (N).

(2) Ce théorème est valable avec les seules hypothèses du paragraphe 1 de [I].

(3) Rappelons que, pour qu'un élément Q soit $\mathfrak{T}$-tertiaire, il faut et il suffit qu'il soit $\mathfrak{T}$-primal et qu'on ait $(Q \cdot . \mathfrak{T}) \cap Y = Q \Rightarrow Y = Q$ ([I], § 7).

(4) En fait, dans le cas général (hypothèses du paragraphe 1 de [I] seulement), cette propriété est valable pour les résiduels pseudo-essentiels [*cf.* la définition 2 de (N)] et elle ne l'est pas nécessairement pour les résiduels essentiels si (L) n'est pas semi-modulaire. Pour s'en assurer, il suffit de prendre l'exemple de la page 185 de L. Lesieur, *Bull. Soc. Math. Fr.*, 83, 1955, p. 161-193, en posant $X_1 = a$, $X_2 = b$.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Une extension de la notion de distribution.*

Note de M. Charles Roumieu, présentée par M. Jacques Hadamard.

On définit dans cette Note des distributions un peu plus générales que celles de M. L. Schwartz, et qui possèdent des propriétés analogues. Ces distributions généralisées permettent d'obtenir des solutions fondamentales pour des équations de convolution qui n'en ont pas dans l'espace des distributions ordinaires.

1. Soient : $\{M_\nu\}$ une suite donnée : $\nu = 0, 1, 2 \ldots$; $0 < M_\nu \leq +\infty$; $M_0 < +\infty$; $(M_\nu)^2 \leq M_{\nu-1} M_{\nu+1}$; $\sum_{\nu=0}^{\infty} (M_\nu)^{-1/\nu} < +\infty$.

$\mathcal{D}(\{M_\nu\}, I, k)$ l'espace vectoriel des fonctions définies et indéfiniment dérivables sur la droite, nulles en dehors du segment I, et telles que

$$(1) \qquad |f^{(\nu)}(t)| \leq A k^\nu M_\nu; \qquad (\nu = 0, 1, 2, \ldots).$$

A est une constante pouvant dépendre de f. Cet espace est muni de la topologie définie par la norme

$$(2) \qquad \|f\|_{M_\nu, k} = \sup_{\nu \geq 0} \left[\frac{1}{k^\nu M_\nu} \sup_t |f^{(\nu)}(t)| \right].$$

$\mathcal{D}(\{M_\nu\})$ désigne la réunion des $\mathcal{D}(\{M_\nu\}, I, k)$ lorsque I et k varient. La topologie de $\mathcal{D}(\{M_\nu\})$ est la limite inductive des topologies des $\mathcal{D}(\{M_\nu\}, I, k)$. On démontre les propositions suivantes :

PROPOSITION 1. — *Pour qu'un ensemble soit borné dans* $\mathcal{D}(\{M_\nu\},)$, *il faut et il suffit qu'il soit contenu dans un* $\mathcal{D}(\{M_\nu\}, I, k)$, *et y soit borné.*

PROPOSITION 2. — *Il y a identité, dans* $\mathcal{D}(\{M_\nu\})$, *entre formes linéaires bornées et formes linéaires continues.*

2. On désigne par $\mathcal{D}'(\{M_\nu\})$ le dual topologique de $\mathcal{D}(\{M_\nu\})$, muni de la topologie forte; par $\mathcal{G}'$ la réunion des $\mathcal{D}'(\{M_\nu\})$. Les distributions généralisées, S, sont les éléments de $\mathcal{G}'$. On dit que des S_j convergent vers zéro, si elles sont contenues dans un $\mathcal{D}'(\{M_\nu\})$ et y convergent vers zéro.

$\mathcal{D}(\{M_\nu\})$ contient des fonctions de support arbitrairement petit; cela permet de définir le support de S, comme pour une distribution ordinaire.

Lorsque $M_\nu < +\infty$, $\mathcal{D}'(\{M_\nu\})$ contient $\mathcal{D}'$; lorsque $M_\nu = +\infty$ pour $\nu > p$, $(p \geqq 0)$, $\mathcal{D}'(\{M_\nu\})$ est l'espace des distributions d'ordre $\leqq p$.

On désigne par $\mathcal{E}(\{M_\nu\})$ l'espace des fonctions définies et indéfiniment dérivables sur la droite, vérifiant, sur chaque segment I, des inégalités telles que (1), A et k pouvant dépendre de f et de I, muni d'une topologie convenable. Le dual topologique $\mathcal{E}'(\{M_\nu\})$ de cet espace est le sous-espace de $\mathcal{D}'(\{M_\nu\})$ formé des distributions généralisées de support borné.

On définit, comme pour les distributions ordinaires :

la dérivée S′ de S; si $S \in \mathcal{D}'(\{M_\nu\})$, alors, $S' \in \mathcal{D}'(\{M_{\nu-1}\})$;

le produit multiplicatif Sf; $S \in \mathcal{D}'(\{M_\nu\})$, $f \in \mathcal{E}(\{M_\nu\})$; alors, $Sf \in \mathcal{D}'(\{M_\nu\})$;

le produit de convolution $S \star T$; $S \in \mathcal{D}'(\{M_\nu\})$, $T \in \mathcal{E}'(\{N_\nu\})$; alors,

$$S \star T \in \mathcal{D}'(\{R_\nu\}),$$

si l'on a

$$R_{\lambda+\nu} \leqq H \alpha^\lambda \beta^\nu M_\lambda N_\nu \qquad (H, \alpha, \beta, \text{ constantes}); \tag{3}$$

la régularisation : Les suites $\{M_\nu\}$, $\{N_\nu\}$, $\{R_\nu\}$ vérifiant toujours (3), on a $S \star f \in \mathcal{E}(\{N_\nu\})$ si $S \in \mathcal{D}'(\{M_\nu\})$ et $f \in \mathcal{D}(\{R_\nu\})$.

Ces opérations sont linéaires et hypo-continues.

PROPOSITION 3. — $\mathcal{D}(\{M_\nu\})$ *muni de la topologie induite par* $\mathcal{D}'(\{M_\nu\})$ *est dense dans* $\mathcal{D}'(\{M_\nu\})$.

PROPOSITION 4. — *Toute distribution généralisée à support borné* $S \in \mathcal{E}'(\{M_\nu\})$ *est égale à une série convergente dans* $\mathcal{E}'(\{M_\nu\})$ *de la forme*

$$S = \sum_{\nu=0}^{\infty} D^\nu \mu_\nu,$$

où les μ_ν sont des mesures de supports contenus dans un voisinage arbitraire du support de S, et telles que

$$\sum_{\nu=0}^{\infty} k^\nu M_\nu \| \mu_\nu \| < +\infty \qquad \text{quel que soit } k.$$

La proposition 4 se démontre en utilisant le théorème de Hahn-Banach.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les dérivées partielles mixtes.* Note de

M. **Solomon Marcus**, présentée par M. Paul Montel.

Par des méthodes de la théorie descriptive des fonctions et en utilisant un théorème de S. Kempisty, on établit un critère global de commutativité des dérivées partielles mixtes.

Considérons une fonction réelle, finie, f, définie dans un domaine $D \subset R^n$ et douée de dérivées partielles jusqu'à un certain ordre p. Désignons par x, y ou z des points de R^n. Convenons de dire qu'une dérivée partielle mixte est *commutative* en x, si sa valeur en x est indépendante de l'ordre des dérivations. Si une dérivée partielle mixte est commutative en chaque point x d'un ensemble E, elle est commutative dans E.

La fonction f est *partiellement continue* en x si f est continue en x, par rapport à chaque variable prise à part. Si f est partiellement continue en chaque point $x \in E$, f est partiellement continue dans E.

On dit, d'après S. Kempisty, que la fonction f est *quasi continue* en x, si pour chaque $\varepsilon > 0$ et pour chaque sphère ouverte S, contenant x, il existe une sphère $S_1 \subset S$, telle que $y \in S_1$ entraîne $|f(x) - f(y)| < \varepsilon$. Si f est quasi-continue en chaque point $x \in E$, f est quasi continue dans E ([1]). Dans la suite on utilise le théorème suivant dû à S. Kempisty : toute fonction réelle, finie, f, définie et partiellement continue dans un domaine $D \subset R^n$, est quasi continue dans D ([1]).

Lemme 1. — *Une fonction quasi continue dans* D *est ponctuellement discontinue dans* D.

Démonstration. — Considérons une sphère ouverte $S \subset D$. Soit $x \in S$. En utilisant la quasi-continuité de f en x, on trouve, pour $\varepsilon > 0$, une sphère $S_1 \subset S$, telle que $y \in S_1$ entraîne $|f(x) - f(y)| < \varepsilon/2$. On a donc, pour $y \in S_1$, $z \in S_1$, $|f(y) - f(z)| < \varepsilon$ d'où l'on déduit que l'oscillation de f dans S_1 est $\leqq \varepsilon$. Ce fait entraîne que les points de D où l'oscillation de f est supérieure à ε, forment un ensemble rare, donc que les points de discontinuité de f forment un ensemble de première catégorie.

Lemme 2. — *Si deux fonctions réelles finies f et g, sont définies et partiellement continues dans* D *et s'il existe un ensemble* E, *partout dense dans* D, *tel que* $f(x) = g(x)$ *pour chaque* $x \in E$, *alors* $f(x) = g(x)$ *pour chaque* $x \in D$.

Démonstration. — Supposons, qu'il existe $x \in D$, tel que $\varphi(x) = f(x) - g(x) \neq 0$. D'après le théorème de S. Kempisty, la fonction $\varphi = f - g$ (qui est partiellement continue dans D) est quasi continue dans D, donc quasi continue en x. Soit $0 < \varepsilon < |\varphi(x)|$. Il existe une sphère $S \subset D$, telle que $z \in S$ entraîne $|\varphi(x) - \varphi(z)| < \varepsilon$. Mais, E étant partout dense dans D, il existe un point $y \in S \cap E$, donc $\varphi(y) = 0$. On en déduit que $|\varphi(x)| = |\varphi(x) - \varphi(y)| < \varepsilon$, ce qui est contradictoire.

THÉORÈME. — *Soit f une fonction réelle, finie, définie dans un domaine* $D \subset R^n$. *Soit p un entier positif. Si les dérivées partielles mixtes, d'ordre p, de la fonction f, existent et sont partiellement continues dans* D, *alors chaque dérivée partielle mixte, d'ordre* $\leqq p$, *est commutative dans* D.

Démonstration. — Chaque dérivée partielle mixte d'ordre $\leqq p$ est une fonction partiellement continue dans D. D'après le théorème de S. Kempisty, cette fonction est quasi continue dans D et, en vertu du lemme 1, ponctuellement discontinue dans D. Il existe donc un ensemble $B \subset D$, de première catégorie, tel que chaque dérivée partielle mixte d'ordre $\leqq p$ est continue dans $D - B$. D'après le théorème classique de Schwarz, il s'ensuit que chaque dérivée partielle mixte, d'ordre $\leqq p$, est commutative dans $D - B$. Puisque $D - B$ est partout dense dans D et puisque chaque dérivée partielle mixte d'ordre $\leqq p$ est partiellement continue dans D, il s'ensuit, en vertu du lemme 2, que chaque dérivée partielle mixte d'ordre $\leqq p$ est commutative dans D.

COROLLAIRE 1. — *Si f admet, dans* $D \subset R^n$, *toutes les dérivées partielles mixtes (finies) d'ordre p, alors chaque dérivée partielle mixte, d'ordre* $< p$, *est commutative dans* D.

COROLLAIRE 2. — *Si la fonction réelle, finie, f, définie dans un domaine* $D \subset R^n$, *admet dans* D, *pour chaque entier positif p, toutes les dérivées partielles possibles, d'ordre p, alors chaque dérivée partielle mixte de f est commutative dans* D.

Remarque 1. — Le fait, utilisé dans la démonstration du théorème ci-dessus, qu'une fonction partiellement continue dans D est ponctuellement discontinue dans D, a été établi pour la première fois, pour les fonctions de $n > 2$ variables, par H. Hahn ([2]). D'ailleurs, les dérivées partielles d'une fonction partiellement dérivable sont toujours ponctuellement discontinues, comme l'a montré René Baire dans sa thèse. Nous avons préféré utiliser une démonstration qui repose sur le théorème de S. Kempisty, puisque ce théorème fournit la voie la plus courte pour obtenir le lemme 2 et, donc, était, en tout cas, nécessaire dans la démonstration du théorème.

Remarque 2. — G. P. Tolstov ([3]), a montré qu'il existe une fonction de deux variables, admettant des dérivées partielles de toute sorte et de tout ordre dans un domaine $D \subset R^2$, et qui est discontinue en chaque point d'un ensemble de mesure positive de D. Ce fait précise le caractère non banal du théorème établi.

Remarque 3. — Si les dérivées partielles mixtes, d'ordre $\leqq p$, de f sont bornées dans D, alors, pour les fonctions de deux variables, avec $p = 2$, le théorème établi est une conséquence d'un travail de J. Geffroy ([4]).

Remarque 4. — Pour les fonctions de deux variables et en exigeant l'existence de *toutes* les dérivées partielles d'ordre p (et non seulement de celles mixtes), la commutativité des dérivées partielles mixtes, d'ordre $< p$, a été établie par, G. P. Tolstov, par une voie laborieuse, qui utilise l'intégrale de Lebesgue et celle de Denjoy ([3]).

Remarque 5. — I. Barbalat [5] a montré que la commutativité des dérivées partielles mixtes, d'ordre 2, et la fonction $F(x, y) = y^2[\log(x^2+y^2) - \log y^2]$ si $y \neq 0$, $F(x, y) = 0$ si $y = 0$, ne peut être établie à l'aide du critère de Young ou celui de Schwarz et il est aisé de voir qu'elle ne peut être établie avec le critère de A. Ostrowski [6]. Le théorème établi dans la présente Note s'applique à la fonction en cause, car ses dérivées partielles mixtes, d'ordre 2, sont partiellement continues dans R^2.

(1) *Fund. Math.*, 19, 1932, p. 184-197.
(2) *Math. Z.*, 4, 1919, p. 306-313.
(3) *Izvestia Akad. Nauk.*, 13, 5, 1949, p. 425-446.
(4) *Bull. cl. Soc. Acad. roy. Belg.*, 42, 1956, p. 533-542.
(5) *Gazeta Mat. Fiz, Bucarest*, 1, 1949, p. 48-50.
(6) *Comment. Math. Helv.*, 15, 1942-1943, p. 222-226.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Une généralisation du théorème de Weierstrass-Stone.* Note de M. **Ion Zamfirescu**, présentée par M. Paul Montel.

Dans cette Note, nous donnons une généralisation du théorème de Weierstrass-Stone pour des fonctions prenant leurs valeurs dans un espace localement convexe, et pour des fonctions multiformes.

1. Soit R un espace topologique et soit V un espace vectoriel topologique localement convexe. Désignons par R(V) l'ensemble des applications continues sur R, prenant ses valeurs dans V. R(V) est un espace vectoriel. Soit K, un sous-ensemble de R. Nous définissons, comme d'habitude, la convergence uniforme d'une suite $\underset{x\in K}{f_n(x)} \in R(V)$ vers une application $\underset{x\in K}{f(x)} \in R(V)$ et R(V) devient ainsi un espace topologique $R_K(V)$. Soit U(V) un sous-ensemble de R(V). Nous désignons par $\overline{U}_K(V)$ la fermeture de U(V) dans $R_K(V)$.

2. Soit, maintenant L(V), l'ensemble des fonctionnelles linéaires définies et continues sur V. A l'aide de la convergence uniforme, L(V) devient un espace topologique. Soit M, un sous-ensemble de L(V). Nous désignons par S(M) l'enveloppe linéaire minimum de M. Nous convenons de dire que M est une *base approximative* dans L(V), si 1°, M est formé de fonctionnelles linéairement indépendantes; 2°, $\overline{S(M)} = L(V)$.

Dans ces conditions, on peut énoncer le

Théorème I. — *Si, pour un sous-ensemble* U(V) *de* R(V) *on a les conditions :*

1° U(V) *est un sous-espace de* R(V);

2° U(V) *sépare les points de* R [*pour* $t' \neq t''$, $t' \in R$, $t'' \in R$], *il existe* $f \in U(V)$ *telle que* $f(t') \neq f(t'')$;

3° *Pour toutes* f, $g \in U(V)$, *il existe* $h \in U(V)$, *telle que* $\Gamma(f).\ \Gamma(g) = \Gamma(h)$, *quel que soit* $\Gamma \in M$ [*où* M *est une base approximative dans* $L(V)$];

4° $U(V)$ *contient les constantes; alors* $\overline{U}_K(V) = R_K(V)$ *pour tout ensemble compact* $K \subset R$.

3. *Applications.* — On peut montrer que l'ensemble des polynomes définis et continus sur un espace vectoriel topologique R, ou sur un groupe topologique et dont les valeurs sont dans un espace vectoriel topologique localement convexe V, jouit des propriétés 1°, 2°, 3° et 4° de l'ensemble $U(V)$ du théorème I. Donc : toute fonction continue $f : R \to V$ peut admettre sur tout compact une approximation uniforme par des polynomes.

4. Désignons par $R^0(V)$ l'ensemble des applications multiformes continues de R dans V. Posons $f'(x) \leqq f''(x)$ si et seulement si $f'(x) \subseteq f''(x)$ pour tout $x \in R$. On a défini ainsi un ordre partiel dans $R^0(V)$. Soient A et B, deux parties de V. Désignons par $A + B$ l'ensemble des éléments de la forme $a + b$, où $a \in A$ et $b \in B$. λ étant un scalaire, désignons par λA l'ensemble des éléments de la forme λa, où $a \in A$. Pour f', $f'' \in R^0(V)$, nous posons $f = f' + f''$ si pour tout $x \in R$ on a $f(x) = f'(x) + f''(x)$. On a $f(x) \in R^0(V)$. D'une manière analogue on définit $f = \lambda f'$. Convenons de dire que l'ensemble $U^0(V)$ est un *pseudo-sous-espace vectoriel* de $R^0(V)$ si : 1° $U^0(V)$ est un sous-ensemble de $R^0(V)$; 2° pour tout f, $g \in U^0(V)$ il existe $h \in U^0(V)$, tel que $f + g \leqq h$; 3° pour $f \in U^0(V)$ et λ scalaire, il existe $h^0 \in U^0(V)$, tel que $\lambda f \leqq h$.

5. Soit $\{f_n\}$ une suite d'éléments de $R^0(V)$. Convenons de dire que la suite $\{f_n(x)\}$ converge *uniformément ponctuellement* vers $f(x)$, si pour chaque $W(o)$ il y a $N(W(o))$, tel qu'il existe $b_n \in W(a)$, quels que soient $n \geqq N$ et $x \in R$. [On a désigné par b_n un point de $f_n(x)$ et par a un point de $f(x)$, où $f_n(x)$, $f(x) \in R^0(V)$ et $W(a) = W(o) + a$]. D'une manière analogue, on peut définir la *convergence uniforme ponctuelle sur un ensemble* $K \subset R$. A l'aide de cette convergence, $R^0(V)$ devient un espace topologique $R^0_K(V)$.

On peut maintenant énoncer :

Théorème II. — *Soit* $U^0(V)$ *une partie de* $R^0(V)$. *Supposons que* :

1° $U^0(V)$ *est un pseudo sous-espace de* $R^0(V)$;

2° $U^0(V)$ *sépare les points de* R;

3° *Pour tout* f, $g \in U^0(V)$ *il existe* $h \in U^0(V)$, *telle que* $\Gamma(f)\Gamma(g) \leqq \Gamma(h)$ *quel que soit* $\Gamma \in M$ (*où* M *est une base approximative dans* $L(V)$;

4° $U^0(V)$ *contient les constantes; alors* $\overline{U^0_K}(V) = R^0_K(V)$ *pour chaque compact* $K \subseteq R$..

Les démonstrations de ces théorèmes seront données dans une autre publication.

ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES. — *La théorie spectrale des opérateurs aux dérivées partielles du type elliptique.* Note de M. **Félix Browder**, présentée par M. Jean Leray.

Nous étudions la théorie spectrale de l'opérateur maximal d'un opérateur différentiel elliptique linéaire A sur un espace euclidien et obtenons des résultats précis sur la position du spectre et du spectre continu. Plus généralement, nous obtenons un résultat semblable pour un domaine régulier G non borné en imposant les conditions de Dirichlet nulles en chaque point du bord de G.

1. Soit $A = \sum_{|\alpha|\leq 2m} a_\alpha(x) D^\alpha \left[D^\alpha = (\partial/\partial x_1)^{\alpha_1} \ldots (\partial/\partial x_n)^{\alpha_n};\ |\alpha| = \sum_j \alpha_j \right]$, un opérateur différentiel défini dans l'espace réel E^n à n dimensions. A est uniformément elliptique sur E^n s'il existe une constante $p_0 > 0$ telle que

$$\sum_{|\alpha|=2m} a_\alpha(x) \xi^\alpha \geqq p_0 \sum_{|\alpha|=m} |\xi^\alpha|^2$$

pour chaque x dans E^n et chaque n-vecteur réel $\xi[\xi^\alpha = \xi_1^{\alpha_1} \ldots \xi_n^{\alpha_n}]$.

Soit $C_c^\infty(E^n)$ la famille des fonctions indéfiniment différentiables à support compact dans E^n; $W^{j,p}(E^n)$, si j est un nombre entier, $p \geqq 1$, est l'espace normé de distributions u avec $D^\alpha u \in L^p(E^n)$, $|\alpha| \leqq j$, et la norme

$$\| u \|_{j,p}^2 = \sum_{|\alpha|\leqq j} \| D^\alpha u \|_{L^p(E^n)}^2.$$

L'opérateur $A' = \sum c_\alpha(x) D^{\alpha_1}$ est l'adjoint de A si $(Au, v) = (u, A'v)$ pour tout u, v dans $C_c^\infty(E^n)$ [1]. A est symétrique si $A' = A$.

Si $q(x)$ est une fonction réelle et continue sur E^n, nous considérons l'opérateur minimal A_q associé à $A + q$ dans $L^2(E^n)$, c'est-à-dire A_q est la fermeture dans $L^2(E^n)$ de l'opérateur $A + q$ considéré sur le domaine $C_c^\infty(E^n)$. L'opérateur maximal de $A + q$ dans $L^2(E^n)$ est $(A'_q)^*$, où A'_q désigne l'opérateur minimal de $A' + q$.

Théorème 1. — *Soit* A *un opérateur uniformément elliptique sur* E^n, *ayant l'adjoint* A'. *On suppose que* $|a_\alpha|$ *et* $|c_\alpha|$ *sont bornés uniformément sur* E^n *pour chaque* α, *que* a_α *est continu uniformément sur* E^n *pour* $|\alpha| = 2m$ *et que* $(-1)^m q(x) \geqq c$ *dans* E^n; *c est une constante. Soit* A_q *l'opérateur minimal de* $A' + q$, A'_q, *l'opérateur minimal de* $A' + q$. *Alors :*

(a). $(A'_q)^* = A_q$; *Si* A *est symétrique,* A_q *est hermitien* [2].

(b). *Étant donné* $\varepsilon > 0$, *il existe une constante* $k(\varepsilon)$ *telle qu'on a, pour u dans le domaine de* A_q,

$$(-1)^m \operatorname{Re}(A_q u, u) \geqq (p_0 - \varepsilon) \| u \|_{m,2}^2 - k(\varepsilon) \| u \|_{L^2(E^n)}^2 \quad (^3).$$

(*c*). *Il existe des constantes* $c \geqq 0$, k_0, *telles que le spectre de* $(-1)^m A_q$ *est contenu dans l'ensemble* $\{\zeta \mid |\operatorname{Im}\zeta| \leqq c\,(\operatorname{Re}\zeta + k_0)^{2m-1/2m}\}$ (4).

(*d*). *Si q est borné uniformément sur* E^n, *le domaine de* A_q *est* $W^{2m,2}(E^n)$. *Dans ce cas, il existe pour chaque* $p \geqq 2$, *une constante* h_p, *telle que si* $f \in L^2(E^n) \cap L^p(E^n)$ *et* $A_q u = f$, *alors u est un élément de* $W^{2m,p}(E^n)$ *et*

$$\| u \|_{2m,p} \leqq h_p \{ \| u \|_{L^2} + \| f \|_{L^p} \} \quad (5).$$

a. Si pour tout α, $c_\alpha(x) - a_\alpha(x) \to 0$ *quand* $|x| \to \infty$, *alors hors du segment de l'axe réel,* $(-1)^m \xi \geqq -k_0$, *tout point du spectre de* A_q *est isolé et de multiplicité finie* (6).

2. On suppose maintenant que A est défini sur l'ensemble ouvert G de E^n. G est appelé régulier s'il existe une constante $r > 0$ et des suites d'ensembles ouverts $\{U_j\}$ de E^n et d'applications topologiques $\{\Phi_j\}$ de U_j sur la boule $B = \{|x| < 1\}$ de E^n, tels que :

1° Au plus r des ensembles U_j ont une intersection non vide;

2° $\bigcup_j U_j$ contient le $(1/r)$-voisinage du bord B(G) de G;

3° Φ_j applique $U_j \cap G$ sur $\{x \mid x_n > 0\} \cap B$ et $U_j \cap B(G)$ sur $\{x \mid x_n = 0\} \cap B$;

4° Si $\Phi_{j,k}$ est la $k^{\text{ième}}$ coordonnée de Φ_j, $|D^\alpha \Phi_{j,k}(x)| \leqq r$, $|D^\alpha (\Phi_j)_k^{-1}(x)| \leqq r$, $|\alpha| \leqq 2m$.

Soit N(G) la famille des fonctions de $C^{2m}(G)$, ayant des supports bornés dans G, qui satisfont les conditions de Dirichlet nulles d'ordre m sur le bord de G. Soit A' l'adjoint de A; soit $q(x)$ une fonction réelle et continue sur $\overline{G}$. On considère $A + q$ et $A' + q$ comme des opérateurs de $L^2(G)$ avec le domaine N(G); soient $A_{q,G}$ et $A'_{q,G}$ leurs fermetures respectives dans $L^2(G)$.

THÉORÈME 2. — *On suppose que* G *est régulier* (7), *que* $|a_\alpha|$ *et* $|c_\alpha|$ *sont bornés uniformément sur* G *pour tout* α, *et que* a_α *est continu uniformément sur* G *pour* $|\alpha| = 2m$, $(-1)^m q(x) \geqq c$. *Alors les conclusions du théorème 1 restent vraies si l'on remplace* E^n *par* G, A_q *par* $A_{q,G}$, *et* A'_q *par* $A'_{q,G}$ *respectivement* (3), (4), (5), (6), (7) (8).

(1) (u, v) est le produit scalaire de $L^2(E^n)$; A^* est l'adjoint de A dans $L^2(E^m)$.

(2) Si $A = \Delta$, l'opérateur de Laplace, la deuxième partie de (*a*) est un théorème classique de CARLEMAN (*Ark. f. Mat.*, 24 B, n° 11, 1934) et FRIEDRICHS (*Math. Ann.*, 109, 1934, p. 685-713).

(3) Pour les domaines bornés, l'inégalité de (*b*) fut annoncée d'abord par GÅRDING (*Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1554).

(4) Pour les domaines bornés, (*c*) est un résultat de l'auteur (*Proc. Nat. Acad. Sc.*, 39, 1953, p. 185-190).

(5) Pour les domaines bornés, $p = 2$, (*d*) a été obtenu indépendamment par GUSEVA (*Dokladi*, 102, 1955, p. 1069-1072); NIRENBERG (*Comm. Pure App. Math.*, 8, 1955, p. 648-674) et l'auteur (*Comm. Pure App. Math.*, 9, 1956, p. 351-361) et si $m = 1$, p arbitraire, par KOSHELEV (*Mat. Sbornik*, 38, 1956, p. 359-372).

([6]) Pour $A = \Delta + q_1$ (q_1 complexe), (*e*) était établi par LIDSKI (*Dokladi*, 112, 1957, p. 994-997).

([7]) La condition de régularité sur G n'est pas nécessaire pour (*a*), (*b*) et (*c*), si l'on définit les conditions de Dirichlet en chaque point de B(G) dans le sens variationnel.

([8]) Dans (*d*) le domaine de $A_{q,G}$ est constitué par les fonctions de $W^{2m,2}(G)$ qui satisfont les conditions de Drichlet nulles d'ordre *m* au sens variationnel.

GÉOMÉTRIE. — *Remarques sur les polytopes saturés.*

Note (*) de M. **MATTHIAS MATSCHINSKI**, présentée par M. Georges Darmois.

1. Correspondance entre les polytopes saturés ($P_{N,\varkappa}$) et les formes ($L, M_L \ldots M_1$) étudiés précédemment ([2]). 2. Nombres limites des éléments des $P_{N,\varkappa}$ et des formes mentionnées. 3. Équations énumératives des polytopes et leurs résolutions pour les $P_{N,\varkappa}$. Formules déterminant tous les nombres limites des éléments en fonction des nombres limites des liaisons linéaires ($k_{N,\varkappa}$). Démonstrations de l'expression pour $k_{N,\varkappa}$.

1. Reprenons les notations de Notes ([1]), ([2]), ([3]), ([4]), où nous avons considéré la notion d'une combinaison ($\overline{P}_{N,\varkappa}$) de N points et de liaisons entre ceux-ci (ligne, surface, volume, supervolume, etc.) dans l'espace à $\varkappa - 1$ dimensions, qui est la notion la plus générale, dans le sens non statistique ([1]). Elle n'est restreinte par aucune condition de « régularité », de « fermeture », etc. Un $\overline{P}_{N,\varkappa}$ peut être constitué aussi bien d'un seul que d'une chaîne de polytopes « fermés », chaîne continue ou non : même des points isolés peuvent constituer — comme un cas limite — un $\overline{P}_{N,\varkappa}$. L'ensemble de tous les $\overline{P}_{N,\varkappa}$ a pour sous-ensembles des ensembles de $P_{N,\varkappa}$ et de ($L, M_L \ldots M_1$). Les *polytopes saturés* ($P_{N,\varkappa}$) sont soumis aux conditions : α. de l'impossibilité de liaisons nouvelles dans l'espace donné (à $\varkappa - 1$ dimensions), et β. de leur conservation en tant que *polytopes* (les liaisons qui les départagent en deux ou en plus de parties sont défendues). Les α et β impliquent la « fermeture ». Les ($L, M_L \ldots M_1$) sont ([2]) aussi « fermés » cependant on n'exige pas α; pour unifier les symboles, notons un ($L, M_L \ldots M_1$) — dans le cas où l'on peut faire abstraction de sa structure interne — par $(L, \varkappa - 1)_N$. Le rapport entre $P_{N,\varkappa}$ et $(L, \varkappa - 1)_N$ peut être brièvement décrit comme suit. Une $(L, \varkappa - 1)_N$-forme ($\varkappa \neq L + 1$) n'est jamais un $P_{N,\varkappa}$; par définition, il aura toujours place dans $\varkappa - 1$ dimensions pour des liaisons inintroduisibles dans L dimensions. Par contre, l'ensemble des $(\varkappa - 1, \varkappa - 1)_N$ se trouve dans $P_{N,\varkappa}$. De plus, entre $(\varkappa - 1, \varkappa - 1)_N$ et $P_{N,\varkappa}$ il y a une *correspondance* : une projection d'un $P_{N,\varkappa}$ dans un espace à $\varkappa - 2$ dimensions (*première* projection) est toujours une première projection d'une $(\varkappa - 1, \varkappa - 1)_N$. [La réciproque n'est exacte que dans les cas où $(\varkappa - 1, \varkappa - 1)_N$ est aussi saturée]. Ou, ce qui revient au même : *un* $P_{N,\varkappa}$, *abstraction faite des éléments* ([3]) $S_{\varkappa-1}$ *à* $\varkappa - 1$ *dimensions, est une* $(\varkappa - 1, \varkappa - 1)_N$. En effet, un $P_{N,\varkappa}$ peut contenir des éléments qui sont, eux aussi, de $(\varkappa - 1)$ dimensions, tandis qu'une forme $(\varkappa - 1, \varkappa - 1)_N$ ne contient qu'elle même comme seul élément

(banal) à $(\varkappa - 1)$ dimensions. Ainsi pour faire coïncider un $P_{N,\varkappa}$ à une $(\varkappa - 1, \varkappa - 1)_N$, on doit : soit faire abstraction des $S_{\varkappa-1}$, soit les éliminer en fait en considérant au lieu de ces deux formes leurs projections. Notons ces projections communes (complétées par un $S_{\varkappa-2}$) par $Q_{N,\varkappa}$.

2. Les nombres N et $\varkappa$ étant fixés, le nombre des éléments d'un $P_{N,\varkappa}$ ne varie que dans les limites assez restreintes (A) : $k_{N,\varkappa} \leqq K'_{N,\varkappa} \leqq k'_{N,\varkappa}$, (B) : $e_{\lambda,N,\varkappa} \leqq E'_{\lambda,N,\varkappa,1} \leqq e'_{\lambda,N,\varkappa}$ où les $E_{\lambda,N,\varkappa,1}$ sont les nombres (non limites) des éléments d'un $P_{N,\varkappa}$ donné, les $e_{\lambda,N,\varkappa}$ et $e'_{\lambda,N,\varkappa}$, les nombres limites (limite inférieure et limite supérieure) des $E_{\lambda,N,\varkappa,1}$, enfin λ, le nombre des points liés par l'élément ($\lambda = 2$ pour les S_1, $\lambda = 3$ pour les S_2, etc.). Les limites inférieures dans (A) et (B) sont de loin les plus importantes. Leurs valeurs, données dans un tableau [4], sont les nombres limites *exacts*, sauf ceux qui occupent la grande diagonale et qui sont suivis par le signe de l'inégalité. Faisant l'abstraction des éléments $S_{\varkappa-1}$, on ne change évidemment pas les nombres : $e_{\lambda,N,\varkappa}$, $E'_{\lambda,N,\varkappa,1}$, $e'_{\lambda,N,\varkappa}$, etc., sauf ceux qui correspondent à $S_{\varkappa-1}$ et $S_{\varkappa-2}$. Le nombre des $S_{\varkappa-1}(e_{\varkappa,N,\varkappa})$ devient égal à zéro, le nombre des $S_{\varkappa-2}$, c'est-à-dire $e_{\varkappa-1,N,\varkappa}$, sera diminué de $N - \varkappa + 1$ [*voir* le tableau [4]]. Ainsi, en introduisant les symboles $\bar{e}_{\lambda,N,\varkappa}$, $E_{\lambda,N,\varkappa,1}$, $\bar{e}'_{\lambda,N,\varkappa}$, $\bar{k}_{N,\varkappa}$, etc., pour les nombres (limites, inférieurs, donnés et limites supérieurs) des éléments dans $Q_{N,\varkappa}$, on obtient pour $\bar{e}_{\lambda,N,\varkappa}$ (et pour $\bar{k}_{N,\varkappa} = \bar{e}_{2,N,\varkappa}$) le même tableau que celui de la Note [4] avec deux changements seulement : la grande diagonale sera remplacée par des zéros, et la diagonale suivante par 0, N, $2N - 4$, $3N - 10$, $4N - 18$, etc. Les inégalités (A) et (B) prendront la forme : pour les polyèdres $Q_{N,4} = (3, 3, 2, 1)$: $3N - 6 = \bar{k}_{N,4} \leqq K_{N,4} \leqq \bar{k}'_{N,4}$; $2N - 4 = \bar{e}_{3,N,4} \leqq E_{3,N,4} \leqq \bar{e}'_{3,N,4}$ (ici : $\bar{e}_{\lambda,N,4} = \bar{e}'_{\lambda,N,4}$), pour les $Q_{N,5} = (4, 4, 3, 2, 1)$: $4N - 10 = \bar{k}_{N,5} \leqq K_{N,5} \leqq \bar{k}'_{N,5}$; $6N - 20 = \bar{e}_{3,N,5} \leqq E_{3,N,5} \leqq \bar{e}'_{3,N,5}$, $3N - 10 = \bar{e}_{4,N,5} \leqq E_{4,N,5} \leqq \bar{e}'_{4,N,5}$, etc. Naturellement *tout ceci suppose que la première projection de la* $Q_{N,\varkappa}$ *est saturée.*

3. Les nombres des éléments d'un Q sont déterminés par plusieurs relations : il y en a de deux sortes. D'abord ce sont des relations géométriques, non énumératives; la plus importante entre elles est la formule d'Euler, simple (pour les polyèdres) ou généralisée [*voir* [1], [2]]. [Elle seule sera utilisée; on a le droit de le faire parce qu'on se borne ici aux $(L, \varkappa - 1)_N$, pour lesquelles $\varkappa = L + 1$, *voir* [2]]. De plus, on a des relations non géométriques, *relations énumératives*. Utilisant les symboles habituels [1], on a pour les polyèdres (3, 3, 2, 1) : $e\mu = 2k$, $2k = nf$, pour les polytopes (4, 4, 3, 2, 1) : $E = 2K$, $\lambda K = nF$, $2F = fM$, pour les polytopes (5, 5, 4, 3, 2, 1) : $\lambda_1 \ni = 2\mathfrak{Y}$, $p_1 \mathfrak{Y} = n\Phi$, $q\Phi = fW$, $2W = MV$, etc. En général, on a

$$E_{1,N,\varkappa,1}\, E_{\lambda,N,\varkappa-1,2} = E_{1+\lambda,N,\varkappa,1}\, E_{1,N,\lambda+1,1} \quad (1 \leqq \lambda \leqq \varkappa - 2);$$
$$E_{2,N,\varkappa,1}\, E_{\lambda,N,\varkappa-2,3} = E_{1+\lambda,N,\varkappa,1}\, E_{2,N,\lambda+2,1} \quad (1 \leqq \lambda \leqq \varkappa - 3);\ \text{etc.}$$

Ici sont : $E_{\lambda,N,\varkappa,1}$, les nombres capitaux du polytope (nombres de ses éléments), $E_{\lambda,N,\varkappa-1,1}$, les mêmes nombres pour les sous-polytopes, $E_{\lambda,N,\varkappa-1,2}$, les mêmes

nombres pour l'« étoile » (polytope constitutif autour d'un sommet), $E_{\lambda,N,\varkappa-2,1}$, $E_{\lambda,N,\varkappa-2,2}$ $E_{\lambda,N,\varkappa-2,3}$, les nombres des éléments pour les sous-sous-polytopes et pour les « sous-étoiles », etc. Ainsi pour un polyèdre $E_{1,N,4,1}$, $E_{2,N,4,1}$ et $E_{3,N,4,1}$, sont les e, k, f, [nombres des sommets, des arêtes et des faces, le nombre des éléments est n pour les « sous-polyèdres » (polygones) et μ pour l'étoile]. Pour une (4, 4, 3, 2, 1)-forme $E_{1,N,5,1}=E$, $E_{2,N,5,1}=K$, $E_{3,N,5,1}=F$, $E_{4,N,5,1}=M$ sont les nombres des sommes, des arêtes, des faces et des « corps », e, k, f, ceux des « sous-polytopes » (polyèdres), n et μ, des « sous-polytopes » du degré suivant μ_1, μ_2, μ_3, nombres caractérisant l'étoile constitutive et μ et λ, nombres caractérisant les « sous-étoiles ». Analogiquement pour (5, 5, 4, 3, 2, 1) et ainsi de suite. Les « sous-polytopes » d'une $Q_{N,\varkappa}$ saturée sont nécessairement des simplex. Pour de telles $Q_{N,\varkappa}$ aux formules énumératives mentionnées on doit ajouter : pour un polyèdre : $n=3$, pour une (4, 4, 3, 2, 1)-forme : $e=f=4$, $k=6$, $n=\mu=3$, pour une (5, 5, 4, 3, 2, 1)-forme : $E=M=5$, $K=F=10$; $e=f=\mu_1=\mu_3=4$, $k=\mu_2=6$, $n=\mu=\lambda=3$, pour une (6, 6, 5, 4, 3, 2, 1)-forme : $n=\mu=\lambda=q=3$, etc. La résolution des équations énumératives conjointement avec la formule d'Euler et les conditions de saturation que nous venons d'écrire donne : pour les polyèdres $f=2[K(N)-2N+4]$, pour les (4, 4, 3, 2, 1)-formes : $M=K(N)-N$, $F=2[K(N)-N]$, pour les (5,5, 4, 3, 2, 1)-formes : $V=2[K(N)-3N+6]$, $W=5[K(N)-3N+6]$; $\Phi=4K(N)-10N+20$, et ainsi de suite pour les (6, 6, 5, 4, 3, 2, 1)-formes, etc. En général pour les $(L, M_L, \ldots, M_1)$-formes, où M_L est impaire, on a : $e_{\varkappa-1,N,\varkappa}=2[k(N)-(\varkappa/2)N+\varkappa]$, $e_{\varkappa-2,N,\varkappa}=(\varkappa-1)[k(N)-(\varkappa/2)N+\varkappa]$, etc. On voit ainsi que, si les k correspondants sont connus en fonction de N, tous les autres $e_{\lambda,N,\varkappa}$ sont faciles à déterminer. En effet en introduisant au lieu de $k(N)$ les valeurs de k empruntées à la deuxième ligne du tableau ([4]), on obtient toutes les autres lignes de ce tableau. C'est pourquoi comme nous avons déjà fait remarquer dans 2 de la Note ([4]) ce sont seulement les inégalités (A) qu'on doit établir et démontrer; toutes les autres suivent presque automatiquement.

Étant donné l'importance de (A), citons encore les grands traits de deux autres démonstrations de l'expression donnée dans ([4]), ([1]) pour $k_{N,\varkappa}$. *L'une de ces démonstrations* est basée sur le fait que les simplex existent et que leurs k correspondent exactement à la valeur $k_{N,\varkappa}$ calculée dans ([4]). Il en découle que le nombre limite de $K_{N,\varkappa}$ ne dépasse pas la valeur donnée de $k_{N,\varkappa}$. Supposons pour un instant qu'il existe un polytope $P_{N,\varkappa}$ ayant $K_{N,\varkappa}<k_{N,\varkappa}$. Supprimons un sommet de ce polytope; cette opération fait disparaître $\varkappa-1$ lignes ou plus qui doivent être en partie remplacées par de nouvelles liaisons pour conserver la saturation. Il est évident qu'on ne peut pas, avec la suppression, diminuer $k_{N,\varkappa}$ d'un nombre inférieur à $\varkappa-1$. En appliquant cette opération $N-4$ fois à $P_{N,\varkappa}$, on arrive à un $P_{4,4}$ qui ne peut pas être autre chose qu'un tétraèdre (parce qu'il existe un seul $P_{4,4}$). Avec la supposition faite à propos de $K_{N,\varkappa}$, on

arrive à $k_{4,4}$ (pour $P_{4,4}$) plus petit de six. Ceci est impossible et tout est démontré. *L'autre démonstration* est encore plus simple. Elle se base sur le fait que toutes les propriétés des simplex (satisfaisant à l'expression donnée de $k_{N,\varkappa}$) sont des *propriétés extrémales*. Il est facile de construire des polytopes ayant $K_{N,\varkappa} > k_{N,\varkappa}$ donné. Or le simplex correspond à une extrémale, et $k_{N,\varkappa}$ est cette extrémale. C'est-à-dire $k_{N,\varkappa}$ est la valeur limite. Pour $\bar{k}'_{N,\varkappa}$ on ne peut pas donner des formules aussi simples que celles obtenues dans (4), parce que cette fonction a quelque sorte d'un point de rebroussement près $\varkappa = N/2$. Pour la partie supérieure de l'intervalle, c'est-à-dire pour $N/2 < \varkappa < N$, on trouve facilement $\bar{k}'_{N,\varkappa} = (N^2/2) - (3N/2) + \varkappa$.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1310; *Publ. Inst. Statistique*, 1954, p. 179, Paris.

(2) *Ibid.*, 243, 1956, p. 472 et 1595.

(3) *Ibid.*, 244, 1957, p. 717; *Bull. Acad. Belgique*, 1957, p. 543.

(4) *Ibid.*, 245, 1957, p. 2461.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Pseudogroupes infinitésimaux. Pseudogroupes infinitésimaux de Lie.* Note (*) de Mlle **Paulette Libermann** (1), présentée par M. Arnaud Denjoy.

On définit les pseudogroupes infinitésimaux (p. i.) de Lie. Le p. i. E attaché à un pseudogroupe de Lie est un p. i. de Lie, de même ordre, même type, même degré. La notion de p. i. de Lie de type fini et transitif est celle « d'espace localement homogène de Lie » introduite par C. Ehresmann (2). Certains points de vue exposés ici sont proches aussi de la théorie de A. Weil (3).

Sur la variété V_n, de classe C^∞, de dimension n, on désignera par $\mathfrak{S}^s(V_n)$ la variété des s-jets de tous les relèvements locaux de V_n dans $T(V_n)$ et par $\mathfrak{S}^s_x(V_n)$ l'espace vectoriel de tous les s-jets de source x. Toute transformation infinitésimale locale (t. i. l.) X sur V_n se prolonge en une t. i. l. X^{s+1} sur $J^s(V_n, V_n)$, variété des s-jets de V_n dans V_n, car le noyau de groupe de transformations f_t sur V_n, défini par X, se prolonge sur $J^s(V_n, V_n)$ en un noyau de groupe de transformations $f_t^{s+1} : a^s \to a^s(j^s_x f_t)^{-1}$ où $a^s \in J^s(V_n, V_n)$ a pour source x. Ceci permet de définir *la dérivée de Lie d'un élément différentiel d'ordre supérieur* et l'on rejoint le point de vue de C. Ehresmann (déplacement infinitésimal d'une fibre) (4).

Proposition 1. — *Pour tout $x \in V_n$, il existe un isomorphisme canonique ψ_x de l'espace vectoriel $\mathfrak{S}^s_x(V_n)$ sur l'espace tangent en j^s_x (s-jet de l'application identique de V_n) à $J^s_x(V_n, V_n)$ (variété des s-jets de but x de V_n dans V_n) : pour toute t. i. l. X dont la source U contient x, le s-jet $j^s_x X$ du relèvement X de U dans $T(V_n)$ s'identifie canoniquement au vecteur $X^{s+1}(j^s_x)$, d'origine j^s_x, relèvement dans $J^s(V_n, V_n)$ du vecteur $X(x)$.*

En effet X détermine un noyau de groupe de transformations f_t s'exprimant au voisinage de x par les équations

$$x_t^i = x^i + X^i(x)t + \varepsilon^i t^2 \qquad (i = 1, \ldots, n);$$

d'où

$$\frac{\partial x_t^i}{\partial x^j} = \delta_j^i + \frac{\partial X^i}{\partial x^j}(x)t + \eta^i t^2.$$

Le vecteur $X^2(j_x^1) = \lim_{t \to 0}(1/t)[(j_x^1 f_t)^{-1} - j_x^1]$ a pour composantes : $-X^i$, $-\partial X^i/\partial x^j$; d'autre part $j_x^1 X$ est le jet : x^i, X^i, $\partial X^i/\partial x^j$. On démontre la proposition pour s quelconque par dérivations successives. Pour tout $a^s \in J^s(V_n, V_n)$, de source x, le vecteur $X^{s+1}(a^s)$ est déterminé par le jet $j_x^s X$.

L'espace quotient $\mathfrak{S}_x^s(V_n)/\mathfrak{S}_x^0(V_n)$, isomorphe à l'espace vectoriel des vecteurs tangents à $J_x^s(V_n, V_n)$ se projetant suivant un vecteur tangent à V_n s'identifie également à $L_{n,n}^s$ (espace des s-jets de R^n dans R^n de source et but O), qu'on peut munir d'une structure d'algèbre de Lie $\mathcal{L}_n^s$ définie par $\{a^s, b^s\} = b^s a^s - a^s b^s$ (où $b^s a^s$ est le composé des jets a^s et b^s) et l'on démontre que $\mathcal{L}_n^s$ est isomorphe à l'algèbre de Lie du groupe L_n^s, ensemble des jets inversibles de $L_{n,n}^s$. En particulier $\mathfrak{S}_x^1(V_n)/\mathfrak{S}_x^0(V_n)$ s'identifie à l'espace des $n \times n$-matrices, muni de la structure d'algèbre de Lie usuelle.

Soit E un *pseudogroupe infinitésimal* (p. i.) sur V_n; le même raisonnement que dans (I) montre que E admet un *prolongement holoédrique* $\mathcal{E}^{s+1}$ sur $J^s(V_n, V_n)$ d'où isomorphisme des faisceaux correspondants. Soit $J^s(E)$ l'ensemble des s-jets des relèvements locaux de V_n dans $T(V_n)$ déterminés par tous les $X \in E$; le crochet [ ] définit une application de $J^{s+1}(E) \times J^{s+1}(E)$ dans $J^s(E)$. En chaque $x \in V_n$, l'ensemble $J_x^s(E)$ des s-jets de source x est un sous-espace vectoriel de $\mathfrak{S}_x^s(V_n)$ et est donc de *dimension finie*. Le crochet { } définit dans $J_x^s(E)/J_x^0(E)$ une structure d'algèbre de Lie; $J_x^s(E)$ sera alors dit sous-espace vectoriel *stable* de $\mathfrak{S}_x^s(V_n)$; inversement soit Σ^s un système linéaire à coefficients constants sur $\mathfrak{S}^s(V_n)$ définissant en chaque point x' d'un voisinage de x un sous-espace stable de $\mathfrak{S}_{x'}^s(V_n)$; on démontre que l'ensemble des germes en x des solutions de Σ^s est une algèbre de Lie pour le crochet [ ].

Le p. i. E sera dit *complet d'ordre* q si E est l'ensemble des solutions de $J^q(E)$, $J^{q-1}(E)$ ne jouissant pas de cette propriété.

Définition 1. — *Un pseudogroupe infinitésimal de Lie est un p. i.* E *de t. i. l. analytiques tel que :* 1° E *soit complet d'ordre* q; 2° *pour* $s = 0, \ldots, q$, $J^s(E)$ *soit une sous-variété analytique de* $\mathfrak{S}^s(V_n)$.

Pour $s = 0, \ldots, q$, $J^s(E)$ est défini localement par un système Σ^s d'équations aux dérivées partielles d'ordre s, linéaire, homogène, dont les coefficients sont des fonctions analytiques des coordonnées locales telles qu'en chaque x, Σ^s définisse un sous-espace vectoriel *stable* de $\mathfrak{S}_x^s(V_n)$, de *dimension constante* sur V_n. Si $J_x^0(E)$ s'identifie à l'espace tangent T_x à V_n en x (il n'y a pas alors d'équations d'ordre zéro), E est dit *transitif*; dans ce cas les germes de t. i. l.

engendrant $J^\lambda_x(E)$ définissent un germe d'orbite qui peut être déterminé par la composante connexe de x dans V_n; le *pseudogroupe engendré par* E *est transitif* et les coefficients dans Σ^s sont des constantes. Tout p. i. transitif, complet d'ordre q, est un p. i. de Lie. On définit les p. i. de Lie *intransitifs*.

DÉFINITION 2. — *Un p. i. de Lie est dit de type fini, de degré r, s'il existe un entier r tel que* $J^r(E)$ *soit isomorphe à* $J^{r-1}(E)$*; il est dit de type infini dans le cas contraire.*

Si E est de degré r, $J^r(E)$ est défini localement par un système d'équations Σ^r dans lequel (ainsi que dans ses prolongements), les dérivées d'ordre $\geqq r$ s'expriment en fonction des dérivées d'ordre $\leqq r-1$; donc si $r' > r$, $J^{r'}(E)$ est isomorphe à $J^{r-1}(E)$; tout $b^{r-1} \in J^{r-1}(E)$ détermine un jet local $b^\lambda \in J^\lambda(E)$. Donc *le faisceau d'algèbres de Lie* $J^\lambda(E)$ *est une variété isomorphe à* $J^{r-1}(E)$; en tout $x \in V_n$, $\dim J^\lambda_x(E) = \dim J^{r-1}_x(E) =$ entier m (indépendant de x). Inversement si E est un p. i. de Lie tel que $\dim J^\lambda_x(E) = m$, comme $\dim J^s_x(E)$ croît avec s et par suite $\dim J^\lambda_x(E) \geqq \dim J^s_x(E)$, il existe un entier r tel que $\dim J^r_x(E) = \dim J^{r-1}_x(E)$, d'où :

THÉORÈME 1. — *Si* E *est un p. i. de Lie de type fini (resp. de type infini), alors l'algèbre de Lie* $J^\lambda_x(E)$ *est de dimension finie (resp. infinie).*

THÉORÈME 2. — *Si* Γ *est un pseudogroupe de Lie transitif (resp. intransitif), le p. i.* E *attaché à* Γ *est un p. i. de Lie transitif (resp. intransitif), de même ordre, même type et* $\dim J^q(E) = \dim J^q(\Gamma)$. *Si* Γ *est de type fini,* Γ *et* E *sont de même degré.*

La démonstration de ce théorème qui utilise la proposition 1, sera publiée ailleurs. Elle introduit le prolongement holoédrique E^s de E à la variété $J^{s-1}(\Gamma)$ qu'on appellera le $s^{\text{ième}}$ *prolongement canonique de* E.

On démontre comme dans (I) que $J^\lambda(E)$ admet une structure fibrée généralisée associée à $J^\lambda(\Gamma)$. De même pour tout entier s, $J^s(\Gamma)$ est un groupoïde d'opérateurs sur $J^{s-1}(E)$; si Γ est *transitif*, la variété $J^s_0(\Gamma)$ (où O est un point fixe de V_n), isomorphe à la variété des s-repères, est un espace fibré principal à groupe structural de Lie; il en résulte que $J^{s-1}(E)$ est un espace fibré ordinaire associé à $J^s_0(\Gamma)$. Si Γ est de plus de *type fini*, de degré r, alors $J^\lambda(E)$ est isomorphe à $J^{r-1}(E)$ et $J^\lambda(\Gamma)$ à $J^r(\Gamma)$; donc dans ce cas le faisceau $J^\lambda(E)$ est *localement constant*; par suite si V_n est de plus simplement connexe, le faisceau est *constant* (5) : $J^\lambda(E)$ s'écrit $V_n \times \mathfrak{h}$; d'où

THÉORÈME 3. — *Sur une variété* V_n *simplement connexe, le p. i. E attaché à un pseudogroupe de Lie* Γ *transitif, de type fini, est déduit par localisation d'une algèbre de Lie* $\mathfrak{h}$.

Nous dirons que V_n est *complète* si toute t. i. globale X définit un groupe à un paramètre. Supposons de plus $J^r(\Gamma)$ connexe : dans ce cas le pseudogroupe engendré par le p. i. E attaché à Γ(*cf.* I) est identique à Γ. On déduit alors du théorème 3 le théorème suivant démontré autrement par C. Ehresmann (6) :

THÉORÈME 4. — *Sur une variété* V_n *complète, simplement connexe, un pseudo-*

groupe de Lie Γ, *transitif, de type fini, de degré* r, *tel que* $J^r(\Gamma)$ *soit connexe, est déduit par localisation d'un groupe de transformations de Lie.*

(1) Cette Note fait suite à une Note antérieure (désignée par I) dont elle utilise les notations. *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 41.
(2) *Ens. Math.*, 5-6, 1936, p. 320.
(3) *Colloq. Int. Géom. Diff. C. N. R. S.*, Strasbourg, 1953, p. 111.
(4) *Atti del V Congresso dell' Unione Math. Ital.* Pavia, Torino, 1956.
(5) *Séminaire H. Cartan*, Exposé 14, 1950-1951 (Polycopié).
(6) *Int. Congr. of Math.*, Amsterdam, 1, 1954, p. 478.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Le problème « limite central » pour les variables aléatoires échangeables.* Note (*) de M. **Hans Bühlmann**, présentée par M. Georges Darmois.

On donne dans le cas des variables aléatoires échangeables à variance finie la réponse aux questions classiques du problème « limite central » : *a.* quelle est la classe de lois limites des sommes normées ? *b.* Quelles sont les conditions pour la convergence ? La recherche est basée sur le théorème de B. de Finetti pour les variables aléatoires échangeables.

1. Définition et théorème de B. de Finetti. — Soit $X_1, X_2, \ldots, X_n, \ldots$ une suite de variables aléatoires.

Définition. — Les X_i sont appelées échangeables, si la distribution jointes de n variables quelconques $X_{j_1}, X_{j_2}, \ldots, X_{j_n}$ est la même que celle des $X_1, X_2, \ldots, X_n$, soit $F_n(x_1, x_2, \ldots, x_n)$.

Théorème de B. de Finetti (1). — Nous l'énonçons ici sous la forme donnée par M. Loève (2) : *On peut trouver un strict sous-champ* $\mathcal{C}$ *du champ des événements tel que par rapport à* $\mathcal{C}$ *les variables aléatoires échangeables soient conditionnellement indépendantes et identiquement distribuées :*

$$F_n^{\mathcal{C}}(x_1, x_2, \ldots, x_n) = \prod_{j=1}^{n} F_1^{\mathcal{C}}(x_j).$$

2. Analyse du théorème de B. de Finetti et description du sous-champ. — Prenons comme espace de probabilité $\{R^\infty, \mathcal{B}^\infty, P\}$ où

$$R^\infty = \prod_{n=1}^{\infty} R^n \qquad (R_k, \text{ droite réelle}),$$

$\mathcal{B}^\infty$, champ engendré par les cylindres dont les bases sont les ensembles de Borel dans les sous-espaces à dimension finie;

P, la probabilité qui définit la loi de la suite des variables échangeables.

Considérons le groupe $\mathfrak{S}^\infty$ des permutations des coordonnées dans R^∞ et

soit T_i^∞ un élément spécifié de ce groupe. Soient $R^N = \prod_{N=1}^{n} R_n$, $\mathcal{B}^N$ et $\mathcal{C}^N$ les restrictions de $\mathcal{B}^\infty$ et $\mathcal{C}^\infty$ dans R^N et f une fonction de Borel de R^∞ à R^1. Supposons, que $Ef(X)$ et $E(X_1)$ existent.

Théorème 1. — $E^{\mathcal{C}}f(X) = \lim\limits_{n\to\infty} \frac{1}{n\,!} \sum_{j=1}^{n!} f(T_j^n X)$ *presque sûrement.*

Corollaire 1. — $E^{\mathcal{C}}(X_1) = \lim\limits_{n\to\infty} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} X_i$ *presque sûrement.*

Corollaire 2. — $P^{\mathcal{C}}(X_1 < t) = \lim\limits_{n\to\infty} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} I_{[X_i < t]}$ *presque sûrement.*

Remarque. — Le corollaire 1 est dû à M. Loève ([3]).

Théorème 2. — *Pour toute collection finie de cylindres* B_{k_j} *avec base* b_{k_j} *sur* R_k *on a*

$$P^{\mathcal{C}}\left(\bigcap_{j=1}^{m} B_{k_j}\right) = \prod_{j=1}^{m} P^{\mathcal{C}}(B_{k_j}) \quad \textit{presque sûrement.}$$

3. La classe des lois limites de sommes normées des variables aléatoires échangeables. — Nous ne considérons ici que le cas des variances finies. Le cas des variances infinies sera donné ailleurs. Soit $X_1, X_2, \ldots, X_n, \ldots$ une suite de variables échangeables avec $E(X_i) = 0$, $E(X_i^2) = \sigma^2$ et considérons la classe des limites de

$$P\left[\sum_{i=1}^{n} \frac{X_i}{B_n} < t\right] = \int P^{\mathcal{C}}\left[\sum_{i=1}^{n} \frac{X_i}{B_n} < t\right] dP_{\mathcal{C}}.$$

($P^{\mathcal{C}}$ est le symbole pour la probabilité conditionnelle, $P_{\mathcal{C}}$ représente la restriction de la probabilité au champ $\mathcal{C}$).

Puisque l'intégrande est bornée, le théorème de Lebesgue s'applique et l'on peut passer à la limite sous le signe d'intégration pourvu que la limite de l'intégrande existe. Le problème se réduit donc au problème des lois limites des sommes de variables indépendantes et identiquement distribuées suivi d'une intégration.

Théorème 3. — *Les distributions limites des sommes normées de variables aléatoires échangeables avec variances finies sont les lois normales pondérées à fonction caractéristique de la forme :*

$$f(u) = \int e^{-\frac{u^2\sigma^2}{2}}\, dF(\sigma^2).$$

4. Conditions nécessaires et suffisantes pour la convergence vers un élément de la classe des lois limites. — On a toujours convergence au sens faible ([4]). La convergence au sens complet dépend essentiellement du choix de la suite des B_n.

THÉORÈME 4. — α. *Si* $B_n = n.c$ *alors on a* $\sum_{i=1}^{n} X_i/B_n \to E^{\mathfrak{C}}(X_1/c)$ *presque sûrement.*

β. *Les conditions nécessaires et suffisantes pour la convergence complète avec des* B_n *de l'ordre* $o(n)$ *sont les suivantes :*

a. $\sum_{i=1}^{n} X_i/n \to 0$ *presque sûrement;*

b. $B_n/\sqrt{n} \to c$ *où* $0 < c < \infty$.

Remarque. — Nous avons exclu le cas banal où $E(X_i^2) = 0$.

THÉORÈME 5. — *Soit* $B_n = \sqrt{n}$:

α. $F(\sigma^2) = P\{E^{\mathfrak{C}} X_i^2 < \sigma^2\} = P\left\{\lim_{n\to\infty} \sum_{i=1}^{n} X_i^2/n < \sigma^2\right\}$;

β. $F(\sigma^2)$ est dégénéré si et seulement si $\sum_{i=1}^{n} X_i^2/n \to$ constante en probabilité.

COROLLAIRE. — *On a convergence vers une loi normale* (*non pondérée*) *si et seulement si*

a. $\sum_{i=1}^{n} X_i/n \to 0$ *presque sûrement;*

b. $\sum_{i=1}^{n} X_i^2/n \to c$ *en probabilité.*

Dans le cas des sommes normées de variables aléatoires indépendantes à moyenne nulle la condition *a* est toujours satisfaite tandis que *b* devient la condition de Raikov ([5]). Le corollaire contient également dans le cas des sommes normées un théorème de H. Chernoff et H. Teicher ([6]) qui donne des conditions suffisantes, mais non nécessaires.

(*) Séance du 23 décembre 1957.

([1]) BRUNO DE FINETTI, *ré*, 7, 1937, p. 1-68.

([2]) M. LOÈVE, *Probability Theory*. D. van Nostrand, New-York, 1955, p. 364.

([3]) *Loc. cit.* ([2]), p. 400.

([4]) *Loc. cit.* ([2]), p. 178.

([5]) D. A. RAIKOV, *Izvestiya Akad. Nauk. S. S. S. R.*, Ser. Mat., 1938, p. 323-328.

([6]) H. CHERNOFF et H. TEICHER, *Technical Report*, n° 8, Dept. of Statistics, Stanford University, 1957.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur les pertes d'information imputables à certaines estimations biaisées.* Note (*) de M. **PIERRE THIONET**, présentée par M. Georges Darmois.

1. *Introduction.* — On a vu dans une précédente Note ([1]) que l'expression $\mathcal{E}\,W(Z, \zeta)$ ne représentait qu'exceptionnellement la perte d'information

[définie antérieurement (2)] imputable à l'estimation biaisée de ζ par Z. Il reste à trouver son expression dans des cas aussi courants que le ratio ($Z = B/A$ estimant $\zeta = b/a$ avec $\mathcal{E}A = a$, $\mathcal{E}B = b$) ou encore le coefficient de corrélation.

2. *Une solution.* — Alors que ni $UZ = \mathcal{E}Z^2 - \zeta^2 + [\zeta^2 - (\mathcal{E}Z)^2]$ n $\mathcal{E}(Z-\zeta)^2 = \mathcal{E}Z^2 - \zeta^2 + 2\zeta(\zeta - \mathcal{E}Z)$ ne sont plus des pertes d'information, il en existe d'évidentes en ce sens que la relation de récurrence [*voir* (2)] est manifestement vérifiée, telles :

$$\mathcal{E}Z^2 - \zeta^2 \quad \text{ou} \quad \mathcal{E}\Phi(Z) - \Phi(\zeta)$$

où Φ est une *fonction* arbitraire, sous réserve qu'on ait bien

$$\Phi(\zeta) < \mathcal{E}\Phi(Z_1) < \mathcal{E}\Phi(Z_2) \ldots$$

avec les notations de la Note précédente (1), et que Z_2 se réduise bien à Z_1 lorsque l'échantillon E_2 recouvre E_1 ; c'est ce qu'on a appelé estimation *uniformément cohérente* (« consistent »), notion un peu plus large que l'estimation *isomorphe* (l'expression de ζ à laquelle se réduit Z lorsque E recouvre l'univers U pouvant être plus simple que celle de Z). Toute fonction arbitraire $g(Z)$ est d'ailleurs estimateur isomorphe de $g(\zeta)$, ce qui explique l'arbitraire laissé à la fonction Φ.

3. *Le point de vue de Wald-Basu* (3). — On peut également exiger de la perte d'information qu'elle soit de la forme $\mathcal{E}W_0(Z)$ où W est fonction de Z, telle que $W_0(\zeta) = 0$, et *fonctionnelle* de la distribution $X \in U$ des variables étudiées X sur l'univers U.

On ne peut plus établir que la perte est nécessairement de la forme $\mathcal{E}\Phi(Z) - \Phi(\zeta)$, si l'on n'est assuré qu'elle dépend de U(X) par le seul ζ. En adaptant la démonstration du théorème I de la Note précédente, on établit seulement que

$$\mathcal{E}W_0(Z) = \mathcal{E}\Phi_0(Z) - \Phi_0(\zeta)$$

et l'on peut donc toujours poser :

$$W_0(Z) = \Phi_0(Z) - \Phi_0(\zeta) + \Delta_0(Z)$$

avec

$$\Delta_0(\zeta) = 0, \qquad \mathcal{E}\Delta_0(Z) = 0,$$

où Φ_0 et Δ_0 sont fonctionnelles des $X \in U$ et fonctions de Z.

Dans les cas visés, le lien entre estimateur Z et estimé ζ est de la forme

$$\zeta = f(U), \qquad Z = F(E).$$

avec (symboliquement) $\mathcal{E}(E) = U$. Plus concrètement, on étudie ici le cas où il existe des fonctionnelles $a, b, c, \ldots$ des ($X \in U$) et A, B, C, ... des ($X \in E$), telles que $\zeta = f(a, b, c, \ldots)$, $Z = f(A, B, C, \ldots)$ avec $\mathcal{E}A = a$, $\mathcal{E}B = b$, $\mathcal{E}C = c$.

Il s'ensuit que [sous des conditions de régularité (4) convenables] on a

nécessairement :

$$\Delta_0 = 2\Psi_0(\zeta)\omega_0$$

en posant

$$\Phi_0 = \Psi_0^2,$$

avec

$$\omega_0 = \alpha(a - A) + \beta(b - B) + \gamma(c - C) + \ldots,$$

où α, β, γ, ... sont fonctions des $X \in U$.

Ainsi ω_0, Δ_0, Φ_0 ni W_0 ne peuvent dépendre de $X \in E$ par le seul Z ; et il faut d'une façon ou d'une autre *élargir* le concept de Wald-Basu.

4. *Le point de vue élargi.* — Si l'on admet que W_0 et Δ_0 sont fonctions des A, B, C, ... (et non plus de Z), on peut étendre comme suit le théorème fondamental de la précédente Note.

Théorème. — *La perte d'information, réversible en* Z *et* ζ *est nécessairement*

$$\mathcal{E}W_0[Z] = \mathcal{E}(\Psi_0[Z] - \Psi_0[\zeta])^2 = \mathcal{E}\Psi_0^2[Z] - \Psi_0^2[\zeta],$$

où les crochets signifient qu'il faut entendre Ψ_0 *fonction des* A, B, C, ... *pour* [Z] *ou des* a, b, c, ... *pour* [ζ].

En effet, appelant $\Psi_0[\zeta]$ et $\Psi_0[Z]$ respectivement η et Y pour alléger, il vient en définitive

$$W = Y^2 - \eta^2 + 2\eta\omega,$$

avec

$$\omega = \alpha(a - A) + \beta(b - B) + \gamma(c - C) + \ldots,$$

où W (fonction de A) doit être minimum pour $A = a$, ce qui donne

$$2Y\frac{\partial Y}{\partial A} - 2\eta\alpha = 0 \qquad \text{pour} \quad Y = \eta,$$

de même pour B, C, ... d'où

$$\frac{\partial \eta}{\partial a} = \alpha, \qquad \frac{\partial \eta}{\partial b} = \beta, \qquad \frac{\partial \eta}{\partial c} = \gamma, \qquad \ldots, \qquad d\eta = d\omega;$$

$$\eta - Y = \omega$$

C. Q. F. D.

Mode de calcul de Ψ_0. — On a $d\zeta = f'_a\,da + f'_b\,db + f'_c\,dc + \ldots$, d'où

$$\frac{\alpha}{f'_a} = \frac{\beta}{f'_b} = \frac{\gamma}{f'_c} = \ldots, \qquad \text{d'où} \quad \mathcal{E}W = \mathcal{E}(\delta Z - \delta\zeta)^2,$$

en supposant l'estimation *isomorphe*, et les distributions de A, B, C *quelconques*. Un facteur arbitraire subsiste dans le choix de Ψ.

Application. — Cas du ratio

$$\zeta = \frac{b}{a}, \quad Z = \frac{B}{A}, \quad \mathcal{E}A = a, \quad \mathcal{E}B = b, \quad \log\zeta = \log b - \log a, \quad d\zeta = \zeta\left(\frac{db}{b} - \frac{da}{a}\right).$$

On remarquera que les errements de la technique actuelle des sondages conduisent à calculer

$$\mathcal{E}\left(\frac{B-b}{b}-\frac{A-a}{a}\right)^2=\mathcal{E}\left(\frac{B}{b}-\frac{A}{a}\right)^2,$$

parce que c'est la valeur approchée de la variance de Z (qui n'est pas une perte d'information). On pourrait aussi bien calculer (en conservant le facteur ζ),

$$\mathcal{E}\left(\frac{B-b}{a}-\frac{A-a}{b}\right)^2.$$

Cas de la corrélation : $\rho = cov(x, y)/\sigma(x)\sigma(y)$. Soit $\rho^2=\zeta$.

On posera

$$a=\frac{N\sigma^2(x)}{N-1}, \qquad b=\frac{N\sigma^2(y)}{N-1}, \qquad c=\frac{N\,cov(x, y)}{N-1}.$$

dont les estimateurs isomorphes A B C sont sans biais.

Ainsi à $ab\zeta - c^2 = 0$ correspond bien $ABZ - C^2 = 0$, d'où

$$\frac{d\zeta}{\zeta}=2\frac{dc}{c}-\frac{da}{a}-\frac{db}{b} \qquad \text{d'où} \quad \mathcal{E}W=\mathcal{E}\left(2\frac{C}{c}-\frac{A}{a}-\frac{B}{b}\right)^2.$$

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 46.

(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2464 et 246, 1958, p. 46.

(3) *Sankhyà*, déc. 1952, p. 45.

(4) Ces conditions laissent échapper le cas de la médiane, signalé antérieurement.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la convergence presque sûre d'une suite d'éléments aléatoires de type* L*. Note (*) de MM. **Miloslav Driml** et **Otto Hanš**, présentée par M. Maurice Fréchet.

M[lle] E. Mourier a donné (1) une définition de l'élément aléatoire de type L* et les définitions des convergences faible et forte d'une suite d'éléments aléatoires de type L*.

Nous donnons dans cette Note deux théorèmes sur la convergence presque sûre d'une suite d'éléments aléatoires de ce type, en conservant les notations de M[lle] Mourier.

Théorème 1. — *Soit* $X_0^*, X_1^*, X_2^*, \ldots$ *une suite d'éléments aléatoires de type* L*. *Pour que la suite* $X_1^*, X_2^*, \ldots$, *converge faiblement presque sûrement vers* X_0^*, *c'est-à-dire, pour que*

$$m(\langle X_n^*, x\rangle \to \langle X_0^*, x\rangle, \quad \textit{quel que soit} \quad x\in\mathfrak{X}) = 1,$$

il faut et il suffit qu'on ait simultanément

$$m(\textit{ensemble}\ \{\|X_1^*\|, \|X_2^*\|, \ldots\}\ \textit{est borné}) = 1$$

et

$$m(\langle X_n^*, x\rangle \to \langle X_0^*, x\rangle) = 1$$

pour tout $x \in H$ *où* H *est un ensemble dense dans* $\mathfrak{X}$.

Théorème 2. — *Soit* $X_0^*, X_1^*, X_2^*, \ldots$ *une suite d'éléments aléatoires de type* L^* *et supposons la mesure complète.*

Pour que la suite $X_1^*, X_2^*, \ldots$ *converge fortement presque sûrement vers* X_0^*, *c'est-à-dire, pour que*

$$m(\| X_n^* - X_0^* \| \to 0) = 1$$

il faut et il suffit qu'on ait simultanément

$$m(\text{ensemble } \{ X_1^*, X_2^*, \ldots \} \text{ est compact}) = 1$$

et

$$m(< X_n^*, x > \to < X_0^*, x >) = 1$$

pour tout $x \in H$ *où* H *est un ensemble dense dans* $\mathfrak{X}$.

Remarque 1. — Dans les deux théorèmes ci-dessus il est possible de remplacer l'ensemble H par l'ensemble $F \subset \mathfrak{X}$, satisfaisant à la condition suivante : les combinaisons linéaires d'éléments de l'ensemble F constituent un ensemble dense dans l'espace $\mathfrak{X}$.

Remarque 2. — Par le terme « compact » nous entendons « relativement compact » et non pas « compact en soi ». La condition du théorème 2 est alors plus précisément formulée de la façon suivante : l'ensemble de tous les $u \in U$, pour lesquels il existe une suite partielle $x_{n_1}^*(u), x_{n_2}^*(u), \ldots (n_1, n_2, \ldots$ sont généralement dépendants de $u \in U)$ satisfaisant à la condition de Cauchy, a une mesure égale à l'unité.

Remarque 3. — Spécialement, en posant $X_n^* = Z_n^*$, il est possible de déduire des conditions pour la validité de la loi des grands nombres.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) *Proceedings of the Third Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability*, 1956, Vol. II, p. 231-242.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur les perturbations transversales de la houle complexe plane dans les liquides pesants.* Note de M. **Pierre Gaillard**, présentée par M. Henri Villat.

Dans une Note précédente (*cf.* [1]), dont nous reprenons toutes les notations, nous avons donné au second ordre inclusivement près les composantes du déplacement d'une particule en mouvement dans la masse fluide, en supposant implicitement les $\mu_{1,j}$, $\mu_{2,j}$ et $\mu_j - \mu_k \neq 0$. Dans le cas où $\mu_{1,j}$ (ou $\mu_{2,j}$) est nul, il faut omettre les termes comportant des fonctions hyper-

boliques de $2\mu_{1,j}(z_0+h)$ [ou de $2\mu_{2,j}(z_0+h)$]. Dans le cas où : $\mu_j=\mu_k=\mu$, $j\neq k$, on a : $\nu_j=\nu_k=\nu$ en vertu de la relation $\nu_j^2=g\mu_j\,\mathrm{th}\,\mu_j h$; dans ce cas il convient de remplacer les termes comportant le facteur $a_j a_k$ par :

dans z_2 :

$$\sum_{\varepsilon_1\varepsilon_2}\frac{a_j a_k}{16\,\mathrm{sh}^2\mu h}\,\frac{\Gamma_{j,k}^3\nu^2}{\mu^2}\,\frac{\left[\frac{3+\varepsilon_1}{2}\mathrm{ch}\,2\mu h+\frac{5-\varepsilon_1}{2}\right]}{(4\nu^2\,\mathrm{ch}\,\Gamma_{j,k}h-g\Gamma_{j,k}\,\mathrm{sh}\,\Gamma_{j,k}h)}\cos(\sigma_{1,j,k}x_0-\tau_{1,j,k}t)$$
$$\times\cos\sigma_{2,j,k}(y_0+a)\,\mathrm{sh}\,\Gamma_{j,k}(z_0+h)$$

dans x_2 :

$$-\sum_{\varepsilon_1\varepsilon_2}\frac{a_j a_k}{32\,\mathrm{sh}^2\mu h}\,\frac{\Gamma_{j,k}^2\sigma_{1,j,k}}{\mu^2}\sin(\sigma_{1,j,k}x_0-\tau_{1,j,k}t)\cos\sigma_{2,j,k}(y_0+a)$$
$$-\sum_{\varepsilon_1\varepsilon_2}\frac{a_j a_k}{16\,\mathrm{sh}^2\mu h}\,\frac{\Gamma_{k,j}^2\sigma_{1,j,k}}{\mu^2}\,\frac{\left[\frac{3+\varepsilon_1}{2}\mathrm{ch}\,2\mu h+\frac{5-\varepsilon_1}{2}\right]\nu^2}{(4\nu^2\,\mathrm{ch}\,\Gamma_{j,k}h-g\Gamma_{j,k}\,\mathrm{sh}\,\Gamma_{j,k}h)}\sin(\sigma_{1,j,k}x_0-\tau_{1,j,k}t)$$
$$\times\cos\sigma_{2,j,k}(y_0+a)\,\mathrm{ch}\,\Gamma_{j,k}(z_0+h)$$

dans y_2 :

$$-\sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2}\frac{a_j a^j}{32\,\mathrm{sh}^2\mu h}\,\frac{\Gamma_{j,k}^2\sigma_{2,j,k}}{\mu^2}\cos(\sigma_{1,j,k}x_0-\tau_{1,j,k}t)\sin\sigma_{2,j,k}(y_0+a)$$
$$-\sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2}\frac{a_j a_k}{16\,\mathrm{sh}^2 h\mu}\,\frac{\Gamma_{j,k}^2\sigma_{2,j,k}}{\mu^2}\,\frac{\left[\frac{3+\varepsilon_1}{2}\mathrm{ch}\,2\mu h+\frac{5-\varepsilon_1}{2}\right]\nu^2}{(4\nu^2\,\mathrm{ch}\,\Gamma_{j,k}h-g\Gamma_{j,k}\,\mathrm{sh}\,\Gamma_{j,k}h)}$$
$$\times\cos(\sigma_{1,j,k}x_0-\tau_{1,j,k}t)\sin\sigma_{2,j,k}(y_0+a)\,\mathrm{ch}\,\Gamma_{j,k}(z_0+h).$$

Nous allons donner ci-après l'équation cartésienne de la surface libre puis les lois de la distribution tourbillonnaire et de la pression dans la masse liquide.

Équation de la surface libre. — En axes fixes, elle est donnée par

$$z=a_j\cos(\mu_{1,j}x-\nu_j t)\cos\mu_{2,j}(y+a)$$
$$+\frac{a_j^2\mu_{1,j}}{4\,\mathrm{sh}\,2\mu_j h}\left[\rho_{1,j}(\mathrm{ch}\,2\mu_j h+1)+\frac{1+2\rho_{1,j}^2-2\rho_{2,j}^2\,\mathrm{ch}\,2\mu_j h}{2\,\mathrm{th}\,\mu_j h\,\mathrm{coth}\,2\mu_{1,j}h-\rho_{1,j}}\right]\cos 2(\mu_{1,j}x-\nu_j t)$$
$$+\frac{a_j^2\mu_j}{4\,\mathrm{sh}\,2\mu_j h}[\rho_{2,j}^2(\mathrm{ch}\,2\mu_j h+1)-f]\cos 2\mu_{2,j}(y+a)$$
$$+\frac{a_j^2\mu_j}{4}\mathrm{coth}\,\mu_j h\left[1+\frac{3}{2\,\mathrm{sh}^2\mu_j h}\right]\cos 2(\mu_{1,j}x-\nu_j t)\cos 2\mu_{2,j}(y+a)$$
$$+\frac{a_j a_k}{16}\sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2,\varepsilon_3}\Gamma_{j,k}\left\{\frac{(\mu_j\nu_k\,\mathrm{coth}\,\mu_k h+\mu_k\nu_j\,\mathrm{coth}\,\mu_j h)(\varepsilon_1\rho_{1,j}\rho_{1,k}+\varepsilon_2\rho_{2,j}\rho_{2,k})}{\Gamma_{j,k}\tau_{1,j,k}}\right.$$
$$-\psi_{j,k}\left[\frac{(\nu_j^2+\varepsilon_1\nu_j\nu_k+\nu_k^2)\,\mathrm{ch}\,\sigma_{3,j,k}h-g\frac{\mu_j\nu_j+\varepsilon_1\varepsilon_3\mu_k\nu_k}{\tau_{1,j,k}}\mathrm{sh}\,\sigma_{3,j,k}h}{\mathrm{sh}\,\mu_j h\,\mathrm{sh}\,\mu_k h\,(\tau_{1,j,k}^2\,\mathrm{coth}\,\Gamma_{j,k}h-g\Gamma_{j,k})}\right]$$
$$\left.+\frac{\mu_j\nu_j\,\mathrm{coth}\,\mu_j h+\mu_k\nu_k\,\mathrm{coth}\,\mu_k h}{\Gamma_{j,k}\tau_{1,j,k}}\right\}$$
$$\times\cos(\sigma_{1,j,k}x-\tau_{1,j,k}t)\cos\sigma_{2,j,k}(y+a).$$

avec

$$f = 1, \quad \text{si} \quad \mu_{2,j} \neq 0,$$
$$f = 0, \quad \text{si} \quad \mu_{2,j} = 0.$$

Dans le cas où $\mu_j = \mu_k = \mu$, il convient de remplacer les termes ayant le facteur $a_j a_k$ par

$$\sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2} \frac{a_j a_k}{16 \operatorname{sh}^2 \mu h} \Big\{ \Gamma_{j,k}^3 \frac{\nu^2}{\mu^2} \Big[\frac{3+\varepsilon_1}{2} \operatorname{ch} 2\mu h + \frac{5-\varepsilon_1}{2} \Big] \operatorname{sh} \Gamma_{j,k} h + \sum_{\varepsilon_1, \varepsilon_2} + 4(\varepsilon_1 \rho_{1,j} \rho_{1,k} + \varepsilon_2 \rho_{2,j} \rho_{2,k}) \mu \operatorname{sh} 2\mu h \Big\} \times \cos(\sigma_{1,j,k} x - \tau_{1,j,k} t) \cos \sigma_{2,j,k} (y + a).$$

Distribution tourbillonnaire. — Les composantes (ξ, η, ζ) du rotationnel en variables de Miche s'écrivent sous une forme analogue à celle de Cauchy, valable en variables de Lagrange

$$\xi = \xi^* \frac{\partial x}{\partial x_0} + \eta^* \frac{\partial x}{\partial y_0} + \zeta^* \frac{\partial x}{\partial z_0},$$
$$\eta = \xi^* \frac{\partial y}{\partial x^0} + \eta^* \frac{\partial y}{\partial y_0} + \zeta^* \frac{\partial y}{\partial z_0},$$
$$\zeta = \xi^* \frac{\partial z}{\partial x_0} + \eta^* \frac{\partial z}{\partial y_0} + \zeta^* \frac{\partial z}{\partial z_0}$$

avec

$$\xi^* = \frac{\partial(x', x)}{\partial(y_0, z_0)} + \frac{\partial(y', y)}{\partial(y_0, z_0)} + \frac{\partial(z', z)}{\partial(y_0, z_0)},$$
$$\eta^* = \frac{\partial(x', x)}{\partial(z_0, x_0)} + \frac{\partial(y', y)}{\partial(z_0, x_0)} + \frac{\partial(z', z)}{\partial(z_0, x_0)},$$
$$\zeta^* = \frac{\partial(x', x)}{\partial(x_0, y_0)} + \frac{\partial(y', y)}{\partial(x_0, y_0)} + \frac{\partial(z', z)}{\partial(x_0, y_0)}.$$

Dans le cas particulier du phénomène ne comportant aucun transport de masse, la distribution tourbillonnaire au second ordre inclusivement s'obtient en portant dans les relations précédentes les expressions de $x(x_0, y_0, z_0, t)$, $y(x_0, y_0, z_0, t)$, $z(x_0, y_0, z_0, t)$ (*cf.* [1]).

On trouve

$$\xi = 0,$$
$$\eta = -\frac{a_j^2}{2\mu_j^2} \nu_j \rho_{1,j} [1 + \rho_{1,j}^2 \cos 2\mu_{2,j}(y_0 + a)] \frac{\operatorname{sh} 2\mu_j (z_0 + h)}{\operatorname{sh}^2 \mu_j h},$$
$$\zeta = \frac{a_j^2}{2\mu_j^2} \nu_j \rho_{1,j} \rho_{2,j} [\rho_{2,j}^2 - \rho_{1,j}^2 \operatorname{ch} 2\mu_j (z_0 + h)] \frac{\sin 2\mu_{2,j}(y_0 + a)}{\operatorname{sh}^2 \mu_j h},$$

Calcul de la pression : en utilisant les conventions d'écriture de (1) et en

prenant pour origine des pressions la pression atmosphérique, on a

$$
\begin{aligned}
\frac{p}{\rho g} = & -z + \frac{a_j}{\operatorname{ch}\mu_j h}\cos(\mu_{1,j}x - \nu_j t)\cos\mu_{2,j}(y+a)\operatorname{ch}\mu_j(z+h) \\
& + \frac{a_j^2\mu_j}{4\operatorname{sh}2\mu_j h}\Big\{ l - 3\rho_{1,j}^2\cos 2(\mu_{1,j}x - \nu_j t) - \rho_{2,j}^2\cos 2\mu_{2,j}(y+a) \\
& \qquad - 3\cos 2(\mu_{1,j}x - \nu_j t)\cos 2\mu_{2,j}(y+a) \\
& \qquad + \operatorname{ch}2\mu_j(z+h)\Big[1 + 3\rho_{2,j}^2\cos 2(\mu_{1,j}x - \nu_j t) + \rho_{1,j}^2\cos 2\mu_{2,j}(y+a) \\
& \qquad\qquad + \frac{3}{\operatorname{sh}^2\mu_j h}\cos 2(\mu_{1,j}x - \nu_j t)\cos 2\mu_{2,j}(y+a)\Big] \\
& \qquad + \frac{2m(1 + 2\rho_{1,j}^2 - 2\rho_{2,j}^2\operatorname{ch}2\mu_j h)\nu_j^2}{2\nu_j^2\operatorname{ch}2\mu_{1,j}h - g\mu_{1,j}\operatorname{sh}2\mu_{1,j}h}\cos 2(\mu_{1,j}x - \nu_j t)\operatorname{ch}2\mu_{1,j}(z+h)\Big\} \\
& + \frac{a_j a_k \nu_j \nu_k}{8\operatorname{sh}\mu_j h\operatorname{sh}\mu_k h g}\sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2,\varepsilon_3}\varepsilon_1\Psi_{j,k}\cos(\sigma_{1,j,k}x - \tau_{1,j,k}t)\cos\sigma_{2,j,k}(y+a)\operatorname{ch}\sigma_{3,j,k}(z+h) \\
& - \frac{a_j a_k \tau_{1,j,k}^2}{8g\operatorname{sh}\mu_j h\operatorname{sh}\mu_k h}\sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2,\varepsilon_3}\Phi_{j,k}\Psi_{j,k}\cos(\sigma_{1,j,k}x - \tau_{1,j,k}t)\cos\sigma_{2,j,k}(y+a)\operatorname{ch}\Gamma_{j,k}(z+h),
\end{aligned}
$$

avec

$l = 1,$	si $\mu_{1,j} \neq 0$ et $\mu_{2,j} \neq 0,$
$l = 2,$	si $\mu_{2,j} = 0,$
$l = 1 + \cos 2\nu_j t(1 - 2\operatorname{ch}2\mu_j h),$	si $\mu_{1,j} = 0;$
$m = 1$	si $\mu_{1,j} \neq 0,$
$m = 0$	si $\mu_{1,j} = 0.$

Dans le cas où $\mu_j = \mu_k = \mu$, $j \neq k$, il conviendra de remplacer les termes comportant le facteur $a_j a_k$ par

$$
\begin{aligned}
& \sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2}\frac{a_j a_k\Gamma_{j,k}^2\nu^2\left[\frac{3+\varepsilon_1}{2}\operatorname{ch}2\mu h + \frac{5-\varepsilon_1}{2}\right]}{4g\mu^2\operatorname{sh}^2\mu h(4\nu^2\operatorname{ch}\Gamma_{j,k}h - g\Gamma_{j,k}\operatorname{sh}\Gamma_{j,k}h)} \\
& \quad \times\cos(\sigma_{1,j,k}x - \tau_{1,j,k}t)\cos\sigma_{2,j,k}(y+a)\operatorname{ch}\Gamma_{j,k}(z+h) \\
& + \sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2} + \frac{3a_j a_k\Gamma_{j,k}^2\nu^2}{16g\mu^2\operatorname{sh}^2\mu h}\cos(\sigma_{1,j,k}x - \tau_{1,j,k}t)\cos\sigma_{2,j,k}(y+a) \\
& - \sum_{\varepsilon_1,\varepsilon_2}\frac{a_j a_k}{8\operatorname{sh}^2\mu h}(1 - \varepsilon_1\rho_{1,j}\rho_{1,k} - \varepsilon_2\rho_{2,j}\rho_{2,k})\frac{\nu^2}{g} \\
& \quad \times\cos(\sigma_{1,j,k}x - \tau_{1,j,k}t)\cos\sigma_{2,j,k}(y+a)\operatorname{ch}2\mu(z+h).
\end{aligned}
$$

(1) P. GAILLARD, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2184.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la possibilité d'études hydrodynamiques en modèle réduit de dunes désertiques isolées du type barkhane.* Note (*) de MM. **Étienne Crausse** et **Georges Pouzens**, transmise par M. Charles Camichel.

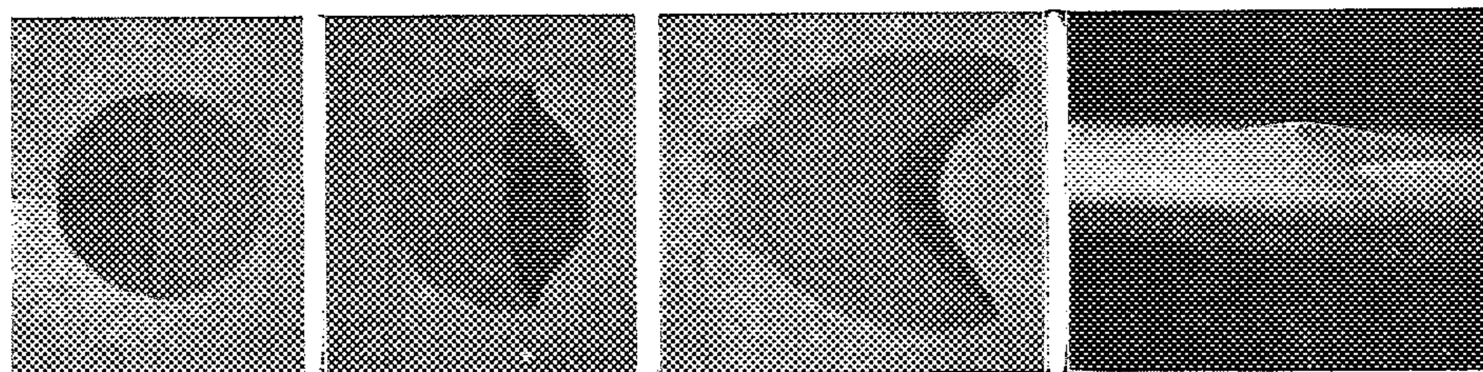
Formation et déplacement d'un modèle de dune barkhane disposé au fond d'un canal et soumis à l'action d'un courant d'eau.

L'étude en soufflerie de formations dunaires majeures paraît se heurter à certaines difficultés inhérentes au comportement du matériau granuleux utilisé, tout au moins si l'on opère à une échelle trop faible. Par contre, il paraît possible d'aborder un tel problème en utilisant l'eau comme fluide, le matériau étant un sable convenablement choisi. C'est ce que nous avons tenté de faire à propos de l'évolution et du déplacement d'une dune barkhane isolée, soumise à l'action d'un vent unidirectionnel et évoluant sans apports éoliens. Dans ce but, le modèle de dune est disposé sur le fond plat d'un canal, ce fond étant inafouillable et relativement lisse. On évite ainsi l'existence d'une saltation d'attaque qui, sur un modèle analogue préalablement étudié en soufflerie, nous a paru prendre une ampleur manifestement exagérée au regard des dimensions du modèle, tout au moins avec les matériaux (sable, liège, sciure de bois) dont nous avions pu disposer.

L'expérience est conduite à partir d'un tas de sable conique à pente naturelle, obtenu en versant du sable sur le fond du canal à l'aide d'un guide cylindrique calibré, l'eau étant en repos durant cette opération. Ceci fait, le liquide est très progressivement mis en vitesse jusqu'à ce que celle-ci atteigne une valeur jugée suffisante, que l'on maintient ensuite constante dans le temps. Les clichés joints montrent les transformations progressives du cône d'origine, aboutissant à un modelé en forme de croissant qui paraît bien être celui d'une barkhane isolée, tout au moins dans l'essentiel de ses traits morphologiques, le plan axial du croissant étant parallèle à la direction générale de l'écoulement. Ainsi formée, cette « barkhane » se déplace progressivement vers l'aval en conservant sa forme générale et ses dimensions. De même que sur les barkhanes du désert, on observe qu'un tel mouvement d'ensemble est lié au déplacement progressif des grains de sable superficiels, dirigé de la face amont de la dune vers le creux d'éboulis aval ou vers les cornes latérales.

La vitesse du courant est choisie suffisamment grande pour permettre le déplacement des grains sur la dune, tout en restant inférieure à la limite à partir de laquelle la dune « fume », afin qu'il y ait conservation de la masse dunaire en mouvement.

On opère sur un canal rectangulaire de largeur 50 cm, de profondeur 20 cm, à parois latérales vitrées, la vitesse moyenne étant de 24 cm/s, le tirant d'eau de 15 cm. Le sable utilisé, de densité 2,61, a une granulométrie telle que 95 % du poids de ce sable est formé de grains passant au tamis de 0,58 mm et restant sur le tamis de 0,12 mm. A partir d'un cône d'origine de diamètre 11 cm, la hauteur de la dune finalement obtenue est de 3 cm environ. La zone d'expérience, est choisie voisine de l'entrée du canal afin que l'écoulement soit pratiquement en bloc dans la majeure partie de la zone intéressante. Dans ces conditions, la couche limite au fond a une épaisseur de l'ordre du centimètre.



Diverses phases de l'évolution du cône d'origine et aspect final de la « barkhane » obtenue (le courant d'eau va de la gauche vers la droite).

La rapidité de formation de la dune croît naturellement avec la vitesse du courant. Par ailleurs, l'allure de la ligne de contact amont avec le fond du canal paraît dépendre, dans une certaine mesure, de la rugosité de ce dernier. La comparabilité des résultats obtenus est satisfaisante, compte tenu de la nature d'un tel problème.

Il nous a paru intéressant d'appliquer à ces résultats les conclusions formulées par M. Escande [1] à propos d'un problème de même nature, dans lequel intervient simultanément, d'après cet auteur, une similitude à l'échelle de la dune et une similitude à l'échelle des grains entre le modèle étudié (sable dans l'eau) et une dune réelle de dimensions géométriquement semblables (sable dans l'air). Pour des rapports (entre modèle et dune réelle) de 800 pour les densités de fluide, de 1/1,61 pour les densités du matériau sableux dans son fluide, de 1/15 pour les viscosités cinématiques des deux fluides, l'expérience ci-dessus correspondrait à une dune réelle de 22 m de hauteur, soumise à un vent de vitesse 6,4 m/s, cette dune étant formée d'un sable dont les dimensions linéaires de grains seraient 1,8 fois moindres que les dimensions homologues du sable expérimenté. De tels ordres de grandeur ne sont pas incompatibles avec ceux observés par certains auteurs sur des barkhanes désertiques [2].

Les observations ci-dessus paraissent justifier l'hypothèse souvent avancée d'après laquelle la formation d'une barkhane isolée est essentiel-

lement liée à l'existence d'un vent unidirectionnel. Elles devront être confirmées et complétées dans des canaux plus grands, actuellement en voie de construction. Ceux-ci permettront sans doute également de préciser et de développer d'autres résultats obtenus, relatifs notamment à l'action continue ou périodique, sur la barkhane, d'un courant oblique par rapport au courant initial.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) L. ESCANDE, *Mémoires et Travaux de la Société Hydrotechnique de France*, n° A, 1950.

(2) R. A. BAGNOLD, *The Physics of Blown Sand and Desert Dunes*, Methuen, London, 1941, p. 215-216.

AÉRODYNAMIQUE. — *Calcul de la couche limite laminaire dans un écoulement compressible avec gradient de pression et paroi thermiquement isolée.* Note (*) de M. BERNARD LE FUR, présentée par M. Joseph Pérès.

Une généralisation de la transformation de Howarth-Stewartson permet de traiter le problème de la couche limite laminaire avec gradient de pression et de calculer le coefficient de frottement dans le cas d'un nombre de Prandtl constant mais différent de 1.

1. On veut, dans le cas d'un gradient longitudinal de pression, ramener au problème de la couche limite laminaire d'un fluide à propriétés physiques constantes, l'étude de la couche limite laminaire d'un gaz à propriétés physiques variables, en supposant toutefois le gaz parfait, le rapport des chaleurs spécifiques γ et le nombre de Prandtl $\mathfrak{L}$ indépendants de la température, la viscosité μ seule est une fonction de la température absolue θ dont on connaît l'expression analytique.

L'indice o désignera les grandeurs relatives au gaz ramené isentropiquement au repos, l'indice p les grandeurs relatives à la paroi et l'indice e les grandeurs relatives à la frontière extérieure de la couche limite. Dans le fluide à propriétés physiques constantes, la masse volumique et la viscosité sont égales à ρ_0 et μ_0; les autres grandeurs portent un astérisque.

2. Nous allons étudier dans quelles limites on peut passer d'un problème à l'autre en introduisant une transformation reliant les abscisses x et x^*, les ordonnées y et y^* et les vitesses longitudinales u et u^*.

Les formules de transformation sont une généralisation de la transformation de Howarth-Stewartson (1) à laquelle on se ramène lorsque le facteur

thermique pariétal $r = 1$

$$(1)\qquad \begin{cases} x^* = \displaystyle\int_0^x \frac{\theta_0 \mu_p}{\theta_p \mu_0} \left(\frac{\theta_e}{\theta_0}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}+1+\frac{r}{2}} dx, \\ y^* = \left(\dfrac{\theta_e}{\theta_0}\right)^{\frac{r}{2}} \displaystyle\int_0^y \frac{\rho}{\rho_0} dy, \\ u^* = \left(\dfrac{\theta_0}{\theta_e}\right)^{\frac{r}{2}} u. \end{cases}$$

On a supposé, en outre, que la température dans la couche limite compressible a l'expression suivante

$$(2)\qquad \theta = \theta_e + \frac{r u_e^2}{2 C_p} \frac{\partial f}{\partial y^*}(x^*, y^*)\,[1 - g^2(x^*, f(x^*, y^*))].$$

La fonction g, égale au rapport $u/u_e = u^*/u_e^*$, est solution de l'équation de l'impulsion dans le cas d'une couche limite à propriétés physiques constantes et la fonction f est une fonction croissante de y satisfaisant aux conditions aux limites :

$$f(x^*, 0) = 0, \qquad \frac{\partial f}{\partial x^*}(x^*, 0) = 1 \qquad \text{et} \qquad f(x^*, \infty) = \infty.$$

3. A partir des équations (1) on trouve aisément que l'épaisseur de quantité de mouvement

$$\delta_2 = \int_0^\infty \frac{\rho u}{\rho_e u_e}\left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dy$$

est reliée à l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2^* par

$$(3)\qquad \delta_2 = \left(\frac{\theta_0}{\theta_e}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}+\frac{r}{2}} \delta_2^*.$$

De même l'épaisseur de déplacement,

$$\delta_1 = \int_0^\infty \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_e u_e}\right) dy$$

est donnée, en fonction de δ_1^* et δ_2^*, par

$$(4)\qquad \delta_1 = \left(\frac{\theta_0}{\theta_e}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}+\frac{r}{2}} \left[\delta_1^* + \frac{r(\gamma-1)}{2} M_e^2 (\delta_1^* + \delta_2^*)\right].$$

La tension de frottement à la paroi dans l'écoulement compressible

$$\tau_p = \mu_p \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_p$$

est reliée à la tension de frottement τ_p^* par

$$(5)\qquad \tau_p = \frac{\mu_p \theta_e}{\mu_0 \theta_p} \left(\frac{\theta_e}{\theta_0}\right)^{r+\frac{1}{\gamma-1}} \tau_p^*.$$

Dans le cas général, la relation globale de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{d\delta_2}{dx} + [\delta_2(2 - M_e^2) + \delta_1]\frac{1}{u_e}\frac{du_e}{dx} = \frac{\tau_p}{\rho_e u_e^2}. \tag{6}$$

En y remplaçant δ_2, δ_1 et τ_p par leurs expressions (3), (4) et (5), on arrive à la relation globale de la quantité de mouvement pour la couche limite à propriétés physiques constantes :

$$\frac{d\delta_2^*}{dx^*} + (2\delta_2^* + \delta_1^*)\frac{1}{u_e^*}\frac{du_e^*}{dx^*} = \frac{\tau_p^*}{\rho_0 u_e^{*2}} \tag{7}$$

et cela sans qu'il soit nécessaire de spécifier la forme de la fonction f.

4. On vérifie facilement que l'expression $u = u_e g(x^*, y^*)$ a sa dérivée seconde à la paroi qui satisfait à l'équation différentielle de l'impulsion. Par contre, la dérivée troisième à la paroi diffère de la valeur réelle d'une quantité très faible, égale à

$$\left[\frac{1}{\mu_p}\left(\frac{d\mu}{d\theta}\right)_p - \frac{1}{\theta_p}\right]\left(\frac{\partial^2\theta}{\partial y^2}\right)_p\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_p.$$

L'expression (2) de la température a des dérivées première, seconde et troisième à la paroi qui satisfont à la condition $(\partial\theta/\partial y)_p = 0$, à l'équation différentielle de l'énergie et à sa dérivée par rapport à y, pourvu que la fonction (x^*, y^*) se développe en puissances de y^* de la façon suivante :

$$f(x^*, y^*) = y^* + \frac{y^{*3}}{3}\left(1 - \frac{\mathfrak{L}}{r}\right)\left(\frac{\partial g}{\partial y^*}(x^*, 0)\right)^2 + \frac{y^{*4}}{12}\left[3\left(1 - \frac{\mathfrak{L}}{r}\right) + \frac{\mathfrak{L}}{r}(1 - r)\frac{\theta_e}{\theta_p}\right]\frac{\partial g}{\partial y^*}(x^*, 0)\frac{\partial^2 g}{\partial y^{*2}}(x^*, 0) + O(y^{*5}).$$

5. Il est intéressant de voir les résultats que donne la transformation précédente dans le cas de la plaque plane pour laquelle $u_e = \text{Cte}$, ce qui entraîne $u_e^* = \text{Cte}$. Le profil des vitesses est de la forme

$$\frac{u}{u_e} = \frac{u^*}{u_e^*} = g(x^*, y^*) = F'(\eta^*), \qquad \text{avec} \quad \eta^* = y^*\sqrt{\frac{u_e^*}{\nu_0 x^*}}.$$

$F(\eta^*)$ étant solution de l'équation différentielle $FF'' + 2F''' = 0$.

Le coefficient de frottement local sera donné par l'expression

$$\frac{C_f}{C_{fi}} = \sqrt{\frac{\mu_p\theta_e}{\mu_e\theta_p}},$$

C_{fi} étant la valeur qu'aurait le coefficient si la loi établie pour un fluide incompressible était valable. L'expression du frottement est identique à celle de Chapman et Rubesin ([2]), bien qu'on n'ait fait aucune hypothèse sur la loi de viscosité.

(*) Séance du 6 janvier 1958.

([1]) Howarth, *Proc. Roy. Soc. London*, A 196, 1948, p. 16-42 ; Stewartson, *Proc. Roy. Soc. London*, A 200, 1949, p. 84-100.

([2]) Chapman et Rubesin, *J. Aero. Sc.*, 16, n° 9, 1949.

AÉRODYNAMIQUE. — *Effet d'épaisseur, en régime supersonique, pour certaines ailes en flèche effilées. Traînée d'onde minimum.* Note de M. **Maurice Fenain** et Mlle **Denise Vallée**, transmise par M. Maurice Roy.

L'application de la théorie linéaire des mouvements homogènes à l'étude de certaines ailes en supersonique, permet, selon une formulation déjà introduite ([1]), de calculer les effets d'épaisseur, et de déterminer des solutions optimum.

Considérons, dans un système $Ox_1x_2x_3$, des ailes voisines de Ox_1x_2, symétriques par rapport à Ox_1x_3 et Ox_1x_2, de corde médiane c, se déplaçant suivant les $x_1 < 0$, à un Mach $M > 1$. La demi-aile ($x_2 > 0$) est de forme en plan triangulaire, le bord d'attaque (subsonique ou supersonique) et le bord de fuite (supersonique) faisant avec Ox_1 les angles γ et ω.

Posons

$$\beta = \sqrt{M^2 - 1}, \qquad \beta\,\mathrm{tg}\,\omega = h, \qquad \beta\,\mathrm{tg}\,\gamma = \beta\tau = k = hl = h(1 - m) \qquad (|h| > 1)$$

et donnons-nous sur l'aile, en problème direct (PD), la pente en direction de l'écoulement w et en problème inverse (PI), la composante axiale de la vitesse de perturbation u, liée au coefficient de pression par $C_p = -2u$, sous la forme

$$\pm w = \sum_{n=1}^{N} \left(\frac{m}{c}\right)^{n-1} w_n \qquad \text{ou} \qquad u = \sum_{n=1}^{N} \left(\frac{m}{c}\right)^{n-1} u_n,$$

avec

$$\left.\begin{matrix} w_n \\ \dfrac{u_n}{\tau} \end{matrix}\right\} = \sum_{q=0}^{n-1} a_{n-1-q,q}\, x_1^{n-1-q} \frac{|x_2|^q}{\tau^q}.$$

Alors u ou w est donné par

$$\left.\begin{matrix} \dfrac{u}{\tau} \\ w \end{matrix}\right\} = \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{N} \left(\frac{mx_1}{c}\right)^{n-1} \sum_{p=1}^{n} A_{np}(k)\, F_{np}(x, k), \qquad x = \frac{\beta x_2}{x_1}.$$

En PD, où la solution est unique, on a $F_{np} = K_{np}$ et $A_{np} = \Lambda_{np}$, les K_{np} et Λ_{np} ayant été définis en ([2]). Dans ce cas, w étant fini au bord d'attaque, on peut étudier des profils pointus.

En PI, il existe, quand $k < 1$, deux solutions indépendantes acceptables, qu'on peut combiner linéairement pour obtenir une solution dépendant d'un paramètre arbitraire par degré d'homogénéité. Cette indétermination — qui disparaît pour $k \geq 1$, le potentiel de perturbation φ devant être nul au bord d'attaque — s'explique par le fait que $\varphi = \varphi_n$, homogène de degré n, n'est connu qu'à un terme x_2^n près quand u_n est fixé. On a donc, dans ce cas, $F_{np} = H_{np}$ ou $\hat{H}_{np}$ et $A_{np} = \nu_{np}$ ou $\hat{\nu}_{np}$. Aux H_{np}, donnés en ([3]), et $\hat{H}_{np}$ correspondent

respectivement des solutions qui permettent d'obtenir pour $k < 1$ des bords d'attaque arrondis et des bords d'attaque à rebroussement. Dans les applications présentes, nous n'avons pas considéré cette dernière solution. Les ν_{np} (ainsi que les $\hat{\nu}_{np}$) vérifient des relations analogues à celles qui définissent les l_{np} de [1] et s'expriment, cette fois encore, à l'aide des intégrales elliptiques complètes de première et deuxième espèces de module $k' = (1 - k^2)^{1/2}$.

La surface extérieure des ailes étudiées s'exprime, à l'extrados, par

$$\frac{mx_3^+}{c} = \sum_{n=1}^{N} \left(\frac{mx_1}{c}\right)^n \mathrm{T}_n(x, k) \qquad (x_3^+ > 0),$$

avec

$$\mathrm{T}_n = \begin{cases} \displaystyle\sum_{q=0}^{n-1} \frac{a_{n-1-q,q}}{n-q}\left[\left(\frac{x}{k}\right)^q - \left(\frac{x}{k}\right)^n\right] & (\mathrm{P.\,D.}), \\ \displaystyle\sum_{p=1}^{n} \frac{2}{\pi}\nu_{np}\mathrm{H}_{n+1,p} & (\mathrm{P.\,I.}). \end{cases}$$

La condition de fermeture des profils conduit à lier les $a_{n-1-q,q}$ par des relations linéaires.

En PD, ces relations, au nombre de N, sont

$$\sum_{n=p}^{N} (-1)^n \left(\frac{m}{l}\right)^n \sum_{s=1}^{p} l^s \mathrm{C}_{n-s}^{n-p} \sum_{q=0}^{n-s} \frac{a_{n-1-q,q}}{n-q} = 0 \qquad (p = 1, 2, \ldots, \mathrm{N}).$$

En PI, dans le cas des ailes en queue d'hirondelle, on ne sait écrire la condition de fermeture sans l'écrire sur le prolongement du bord de fuite sur l'aile, ce qui conduit à des géométries inacceptables ($x_3^+ < 0$). On ne peut donc envisager que des ailes à bord de fuite non rentrant ($l \leqq 0$), ce qui est le cas des ailes Δ que nous considérons ici.

Les H_{np} étant connus, les conditions de fermeture lient les ν_{np} donc les $a_{n-1-q,q}$.

On note [1]

$$\mathcal{F}^{(q,q-r)} = \frac{1}{k}\int_0^k \left(\frac{x}{k}\right)^r \left(\frac{h}{h-x}\right)^q \mathrm{F}(x)\,dx, \qquad \mathcal{F}^{(q,q)} = \mathcal{F}^{(q)}.$$

Le coefficient de traînée d'onde c_x est donné par

$$\begin{aligned} \frac{a_x}{\tau} = {} & \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{N}\sum_{q=0}^{n-1} \alpha_{n-1-q,q}^2 \mathfrak{X}_{n-1-q,q;n-1-q,q} \\ & + \sum_{n=1}^{N}\sum_{q=1}^{n-1}\sum_{q'=0}^{n-1} a_{n-1-q,q}\, a_{n-1-q',q'}\, \mathfrak{X}_{n-1-q,q;n-1-q',q'} \\ & + \sum_{n=2}^{N}\sum_{n'=1}^{n-1}\sum_{q=0}^{n-1}\sum_{q'=0}^{n'-1} a_{n-1-q,q}\, a_{n'-1-q',q'}\, \mathfrak{X}_{n-1-q,q;n'-1-q',q'}, \end{aligned}$$

avec

$$\mathfrak{X}_{ij;p'p} = \overline{\mathfrak{X}}_{ij;p'p} + \mathfrak{X}^{\star}_{ij;p'p},$$

le terme $\mathfrak{X}^{\star}_{ij;p'p}$, dû à la singularité de bord d'attaque, étant nul quand celui-ci n'est pas arrondi. Les $\overline{\mathfrak{X}}_{ij;p'p}$ ont des expressions analogues à celles données en ([1]), ainsi d'ailleurs que les $\mathfrak{X}^{\star}_{ij;p'p}$; toutefois, ceux-ci tendent vers l'infini quand $k \to 1$.

Pour chacun de ces problèmes, la formulation se prête bien à la recherche d'un minimum de traînée, compte tenu de certaines conditions. En particulier, on peut s'imposer le volume V de l'aile, donné par

$$\frac{m\mathrm{V}}{\tau c^3} = \sum_{n=1}^{\mathrm{N}} \sum_{q=0}^{n-1} a_{n-1-q,q} \mathrm{V}_{n-1-q,q} \quad (\mathrm{P.\,D.}),$$

$$\frac{m\mathrm{V}}{\tau c^3} = \sum_{n=1}^{\mathrm{N}} \sum_{p=1}^{n} \frac{8}{\pi} m^n \nu_{np} \mathcal{H}^{(n+3)}_{n+2,p} \quad (\mathrm{P.\,I.}),$$

où les $\mathrm{V}_{n-1-q,q}$ comme les $\mathcal{H}^{(n+3)}_{n+2,p}$ ne dépendent que de l et sont connus à l'avance.

Dans le cas de l'aile en delta ($l = 0$, $m = 1$), en PI

$$\frac{\mathrm{V}}{\tau c^3} = 4 \sum_{n=1}^{\mathrm{N}} \frac{\nu_{n1}}{(n+2)!}.$$

Des applications numériques ont été faites en PD pour $l = 0$, $k = 1$, $\mathrm{N} = 2, 3, 4, 5$ et en PI pour $l = 0$, $k = 0{,}7$, $\mathrm{N} = 2, 3, 4, 5$ en liant plus particulièrement dans ce cas, les $a_{n-1-q,q}$ de manière que les sections perpendiculaires à l'écoulement soient des ellipses. Pour les ailes ainsi adaptées, les gains de C_x par rapport au C_x de l'aile à profils paraboliques homothétiques ([4]) de même forme en plan et de même volume, varient avec N de 22 à 29 % en PD. En PI, du fait de la restriction géométrique, les gains que nous avons obtenus sont un peu moins importants, mais toujours supérieurs à 15 %.

L'épaisseur de ces ailes, en extrémité d'envergure, tend à diminuer notablement quand N augmente. En PD, elle devient même pratiquement nulle et nous ne sommes pas assurés pour $\mathrm{N} = 5$ et à la précision de nos calculs que x_3^+ ne soit pas négatif en certains points.

(1) M. FENAIN et D. VALLÉE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1138.
(2) M. FENAIN et D. VALLÉE, *Rech. Aéron.*, n° 44, 1955.
(3) M. FENAIN et D. VALLÉE, *Rech. Aéron.*, n° 50, 1956.
(4) M. FENAIN, *Rech. Aéron.*, n° 16, 1950.

AÉROTHERMIQUE. — *Étude expérimentale de la diffusivité thermique de l'air en écoulement turbulent dans un tuyau.* Note (*) de M. **Jean Gosse**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Cette Note résume les résultats des mesures de la répartition dans une section droite, de la diffusivité thermique turbulente et de la viscosité cinématique turbulente de l'air en écoulement dans un tuyau circulaire.

Dans notre montage expérimental, un ventilateur aspire l'air à température ordinaire dans un tuyau de 20 cm de diamètre et de 13 m de longueur. Des prises de pression disposées régulièrement le long du tuyau permettent de vérifier, d'une part, que l'écoulement est établi bien avant la section où sont faites les mesures et, d'autre part, que le tuyau utilisé peut être considéré comme *aérodynamiquement lisse*. La distance de l'entrée du tuyau à la section droite de mesure est égale à 55 diamètres. Les nombres de Reynolds, $R = u_0 \, d/\nu$, calculés à partir de la vitesse sur l'axe u_0, du diamètre du tuyau d et de la viscosité cinématique moléculaire ν, sont compris entre 10 000 et 65 000.

1. *Mesures thermiques.* — La diffusivité thermique est mesurée à l'aide d'un montage qui dérive de celui utilisé par Schubauer (1) pour l'étude des écoulements turbulents isotropes. Un fil chauffé électriquement est placé perpendiculairement au vent. Un thermocouple situé en aval se déplace d'un mouvement lent et continu en restant parallèle au fil et à distance constante. La courbe de répartition des températures dans le sillage thermique est obtenue directement à l'aide d'un potentiomètre enregistreur connecté au thermocouple. La valeur de la diffusivité thermique de l'air turbulent est obtenue de deux façons différentes à partir de la courbe de répartition des températures (courbes de Gauss) : d'une part, par lecture des ordonnées et, d'autre part, par la connaissance de l'ordonnée maximum et de la quantité de chaleur perdue par le fil, chaleur qui se conserve au cours de la diffusion. Ces deux méthodes de dépouillement utilisées concurremment permettent d'obtenir, avec plus de précision, la valeur de la diffusivité thermique près de la paroi du tube, c'est-à-dire dans une région où le gradient de vitesse déforme la courbe des températures. Le fil chaud est choisi de telle sorte qu'il n'introduise dans l'écoulement aucune turbulence parasite (dans toutes nos mesures le nombre de Reynolds relatif au fil est inférieur à 6).

La figure 1 donne les résultats de nos mesures pour trois valeurs du nombre de Reynolds. La diffusivité thermique D' de l'air est évaluée en unités C. G. S. Nous avons porté en abscisse les valeurs du rapport y/r de la distance fil-axe au rayon du tuyau. Les trois courbes présentent une forme analogue avec un maximum assez accusé pour y/r égal à 0,85.

On peut dire que les courbes sont facilement extrapolables jusqu'à la paroi ($y/r = 1$) et que la valeur de D′ y correspond à la diffusivité thermique moléculaire (laminaire).

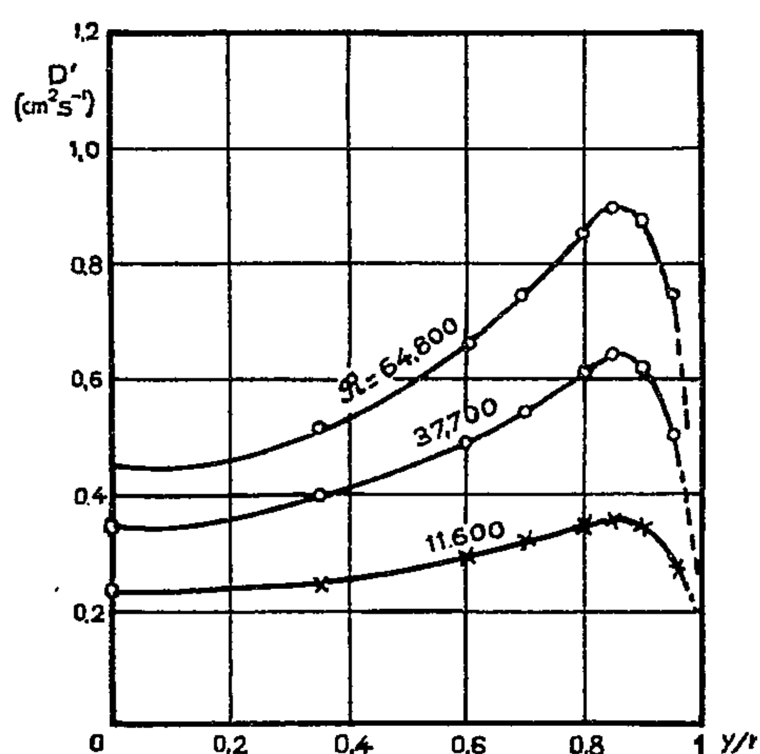


Fig. 1.

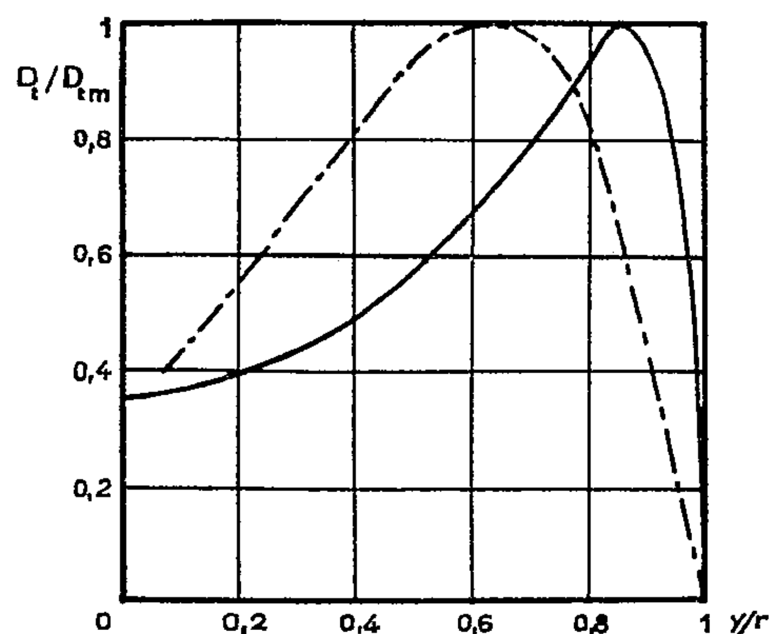


Fig. 2.

Si nous désignons par D_t la diffusivité par turbulence seule, c'est-à-dire la valeur de la diffusivité D′ mesurée dont on a retranché la diffusivité moléculaire, on remarque qu'il est possible de représenter par une courbe unique les résultats correspondant aux différents nombres de Reynolds. La figure 2 représente en trait plein la courbe réduite de variation de la diffusivité thermique par turbulence D_t rapportée à la valeur maximum D_{tm} correspondant à $y/r = 0{,}85$. Nous avons tracé, en trait mixte, une courbe obtenue selon une méthode toute différente par Isakoff et Drew [2] dans le cas d'un écoulement turbulent de mercure. Les deux courbes présentent la même allure générale. L'existence d'une courbe réduite unique justifie la définition précédente de la diffusivité par turbulence D_t à partir de la diffusivité moléculaire et de la diffusivité mesurée D′.

2. *Mesures dynamiques.* — Parallèlement aux mesures thermiques nous avons effectué la mesure directe du gradient de vitesse dans une section droite, ceci pour les deux valeurs les plus élevées du nombre de Reynolds : 37 700 et 64 800. Le gradient de vitesse est déterminé en utilisant deux tubes de prise de pression d'arrêt disposés parallèlement à distance connue. Il a été vérifié auparavant que la pression statique était constante dans la section droite de mesure. La figure 3 donne la variation du gradient $[d\,(u/u_0)/d\,(y/r)]$ en fonction de y/r. La précision des mesures ne permet pas de tracer deux courbes distinctes pour la région centrale du tuyau, mais le gradient varie extrêmement vite au-delà de $y/r = 0{,}9$ et les courbes aboutissent pour $y/r = 1$ (paroi) aux valeurs 36,7 et 47 pour R = 37 700 et 64 800.

Si nous admettons que la turbulence du fluide se manifeste par un effet de viscosité s'ajoutant simplement à la viscosité moléculaire, on peut définir une viscosité cinématique par turbulence ν_t — homologue de la diffusivité thermique par turbulence D_t — telle que l'équilibre des forces de viscosité et de pression s'exprime par l'équation

$$(\nu + \nu_t)\,\frac{d\dfrac{u}{u_0}}{d\dfrac{y}{r}} = -\frac{1}{2}\left(\frac{ar^2}{\rho u_0}\right)\frac{y}{r}$$

dans laquelle a désigne la perte de charge et ρ la masse spécifique de l'air.

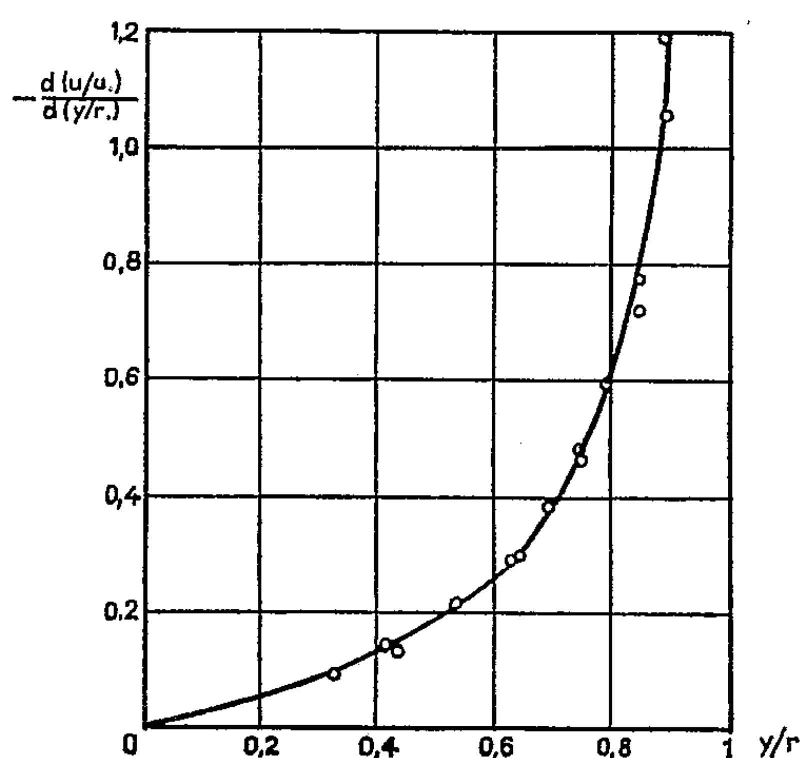


Fig. 3.

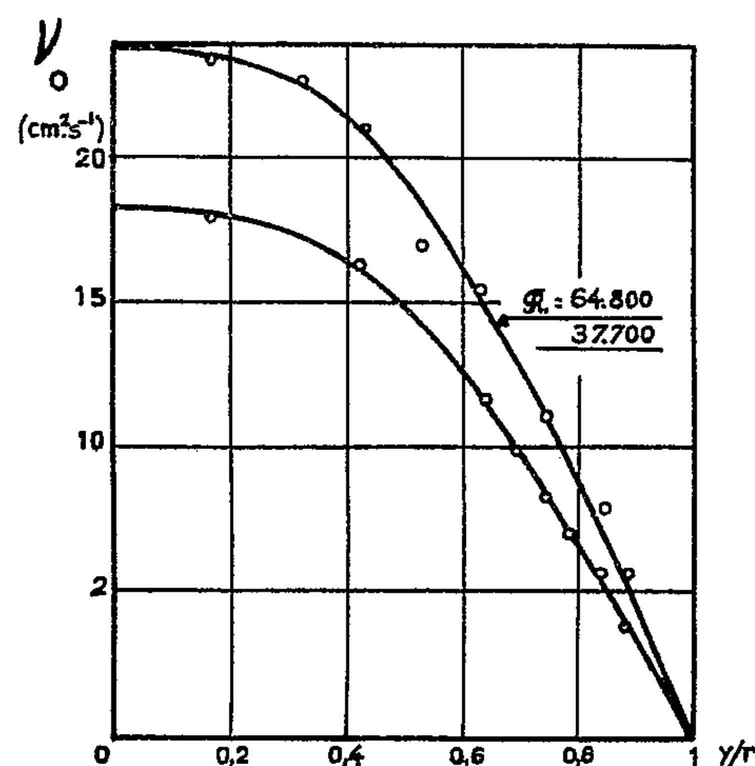


Fig. 4.

La figure 3 donne la variation de $[d(u/u_0)/d(y/r)]$ en fonction de y/r, et une mesure directe détermine la valeur de la perte de charge a. La figure 4 représente la variation de la viscosité cinématique par turbulence en fonction de y/r. ν_t, qui est maximum sur l'axe du tuyau, décroît régulièrement lorsque la distance à l'axe augmente et s'annule sur la paroi

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) SCHUBAUER, *Rapport* N. A. C. A., 524, 1935.

(2) ISAKOFF et DREW, *General Discussion on Heat Transfer*, 1955, p. 405.

HYDRAULIQUE. — *Stabilité de deux cheminées d'équilibre couplées sans pertes d'insertion.* Note (*) de M. LEFTERI SIDERIADES, présentée par M. Louis de Broglie.

En utilisant un raisonnement développé dans une précédente Note (1), il est possible, moyennant certaines hypothèses supplémentaires résultant du couplage, d'étudier le problème d'une usine fonctionnant avec deux instal-

lations hydrauliques distinctes en parallèle. Les conditions de stabilité s'expriment sous forme d'un régionnement simple dans le plan des inverses des sections des cheminées.

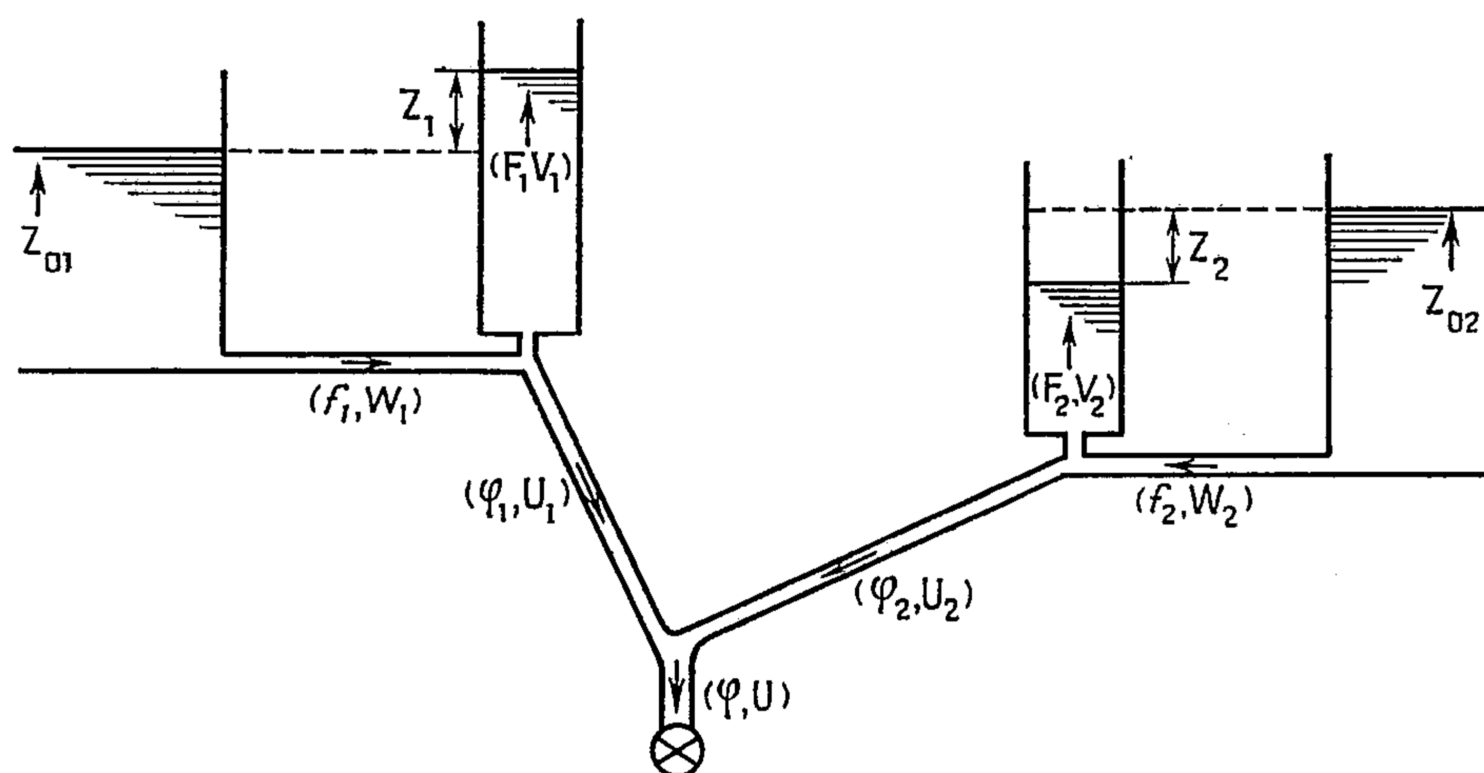


Fig. 1.

1. *Position du problème.* — Le schéma de l'installation étudiée est représenté sur la figure 1. Les équations générales du système sont les suivantes :

$$f_i W_i = F_i V_i + \varphi_i U_i, \tag{1}$$

$$\frac{L_i}{g} \dot{W}_i + h_i = 0, \tag{2}$$

$$h_i = Z_i + P'_{0i} W_i^2 + \psi_i(V_i), \tag{3}$$

$$V_i = \dot{Z}_i, \tag{4}$$

$$\varphi U = \sum \varphi_i U_i, \tag{5}$$

$$U \sum (\varphi_i U_i) = \sum \varphi_i U_i^2, \tag{6}$$

$$\sum \varphi_i U_i (h_i + Z_{0i}) = K. \tag{7}$$

L'équation (6) résulte d'une application du théorème de Borda au circuit dérivé formé par les conduites forcées avec hypothèse de pertes de charges minima; cette hypothèse permet de traduire la puissance effective totale par l'équation (7).

2. *Résolution.* — On suppose, dans cette étude, qu'il n'y a pas de pertes d'insertion ($\psi = 0$). Il est alors commode de résoudre le système par rapport aux vitesses W dans les galeries d'amenée. En posant

$$x = W_1; \qquad u = \dot{W}_1; \qquad W = Z_{01} - \frac{L_1}{g} u + \lambda\left(Z_{02} - \frac{L_2}{g} v\right);$$

$$y = W_2; \qquad v = \dot{W}_2; \qquad \lambda = \frac{\varphi_1 \varphi_2 \pm \sqrt{\Delta}}{\varphi_2(\varphi - \varphi_1)} \qquad \text{avec} \quad \Delta \equiv \varphi_1 \varphi_2 \varphi(\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi);$$

on obtient le système différentiel

$$(8)\qquad \frac{dx}{u\mathrm{W}}=\frac{dy}{v\mathrm{W}}=\frac{\mathrm{F_1L_1}}{g}\,\frac{du}{\mathrm{K}-\mathrm{W}(f_1x+2\mathrm{P}'_{01}\mathrm{F_1}ux)}$$
$$=\frac{\lambda\mathrm{F_2L_2}}{g}\,\frac{dv}{\mathrm{K}-\lambda\mathrm{W}(f_2y+2\mathrm{P}'_{02}\mathrm{F_2}vy)}=\frac{dt}{\mathrm{W}}.$$

L'étude topologique dans l'hyperespace (x, y, u, v) met en évidence l'existence de deux points singuliers (deux valeurs de λ) correspondant aux deux positions d'équilibre stable du système de coordonnées :

$$u=v=0\begin{cases}x=\mathrm{K}(f_1\mathrm{Z}_0^*)^{-1}\\ y=\mathrm{K}(\lambda f_2\mathrm{Z}_0^*)^{-1}\end{cases}\qquad \text{avec}\quad \mathrm{Z}_0^*=\mathrm{Z}_{01}+\lambda\mathrm{Z}_{02}.$$

L'équation aux valeurs propres d'un tel système étant du quatrième degré, les conditions de Hurwitz déterminant la stabilité totale (au nombre de six) sont relativement aisées à traduire dans le plan des inverses des sections des cheminées $(1/\mathrm{F}_1,\ 1/\mathrm{F}_2)$.

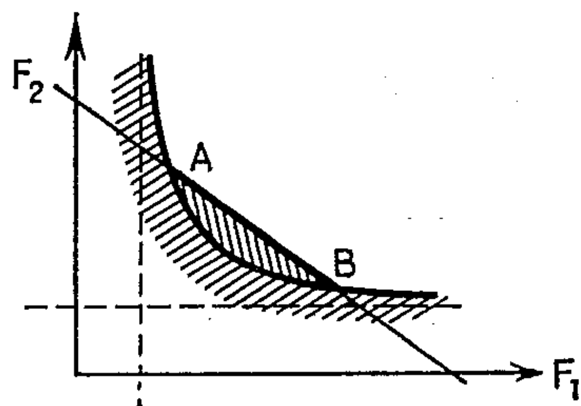


Fig. 2.

3. *Résultats.* — Dans un tel plan, le système est totalement stable si les $1/\mathrm{F}_i$ sont intérieurs au contour d'un pentagone curviligne correspondant à la valeur optimum de λ. La transformation faisant passer au plan des F_i fait apparaître les solutions possibles (valeurs minima des F_i) comme étant sur le segment AB, déterminé par l'hyperbole équilatère

$$(9)\qquad 2g\mathrm{Z}_0^*\left(\frac{\mathrm{P}'_{01}}{\mathrm{L}_1f_1}+\frac{\mathrm{P}'_{02}}{\lambda\mathrm{L}_2f_2}\right)\mathrm{F_1F_2}=\mathrm{F_1}+\mathrm{F_2}$$

sur la droite

$$(10)\qquad 2g\mathrm{Z}_0^*\left(\frac{f_2}{f_1}\mathrm{P}'_{01}\mathrm{F}_1+\frac{f_1}{\lambda f_2}\mathrm{P}'_{02}\mathrm{F}_2\right)=f_2\mathrm{L}_1+f_1\mathrm{L}_2\quad (\textit{fig. } 2).$$

La stabilité est d'autant plus faible (valeurs des F_i maxima) que φ est plus faible. Elle est maxima pour $\varphi=\varphi_1+\varphi_2$. La relation donnant les F_i minima devient alors

$$\sum\frac{\mathrm{P}_{0i}}{\mathrm{W}_{0i}^2f_1^2}\varphi_i\mathrm{F}_i=\sum\frac{\mathrm{L}_i}{f_i}\,\frac{1}{2g\sum\left(\dfrac{\mathrm{Z}_{0i}}{\varphi_i}\right)}.$$

En posant

$$\sum \frac{P_{0i}}{W_{0i}^2 f_1^2} \varphi_i F_i = \frac{P_0^* \varphi^* F^*}{W_0^{*2} f^{*2}}; \qquad \sum \frac{L_i}{f_i} = \frac{L^*}{f^*}; \qquad \sum \frac{Z_{0i}}{\varphi_i} = \frac{Z_0^*}{\varphi^*},$$

on retrouve la forme de la condition de Thoma

$$F^* = \frac{W_0^{*2} L^* f^*}{2g P_0^* Z_0^*}.$$

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) L. SIDERIADES, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1884.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Sur la détermination des caractéristiques non linéaires d'une éprouvette en « rhodoïd » par la méthode de l'excitation harmonique.* Note (*) de M. **CHARLES HERVÉ**, présentée par M. Joseph Pérès.

Le but de cette Note est de décrire un appareillage destiné à l'étude de vibrations forcées non linéaires, et, de montrer comment les lois reliant la raideur et l'amortissement interne d'une éprouvette à l'amplitude de ses vibrations peuvent se déduire des courbes expérimentales.

Le principe de l'appareil est le suivant : un disque d'assez grande inertie est mobile autour de son axe, et relié à une extrémité de l'éprouvette à étudier qui travaille en torsion. L'autre extrémité de l'éprouvette est animée d'un mouvement sinusoïdal imposé. En faisant varier la pulsation de ce mouvement imposé, et en traçant les variations de l'admittance en module et en phase, on obtient des « courbes de résonance » légèrement différentes des courbes classiques, mais qui, dans le cas linéaire, sont, comme elles, indépendantes de l'amplitude de l'excitation. Le fait qu'elles en dépendent (pour une éprouvette de rhodoïd, par exemple) indique la présence de caractéristiques non linéaires.

Notations utilisées :

I, moment d'inertie du disque, déterminé en remplaçant l'éprouvette étudiée par un ressort linéaire;

θ, angle d'un rayon fixe du disque avec la verticale (à l'équilibre $\theta = 0$);

$\theta_i = \alpha \cos \omega t$, mouvement sinusoïdal imposé;

A, amplitude de θ; elle est lue directement;

U, amplitude de $u = \theta - \theta_i$;

φ, phase du disque par rapport à l'excitation. Elle est mesurée à l'aide d'un système optique : au passage par la position d'équilibre, une fente, percée sur le disque, est éclairée par une lampe; le faisceau lumineux ainsi obtenu, après avoir traversé un polaroïd entraîné par l'excitation, est éteint avec un analyseur dont la position donne directement la phase (après un réglage préalable du zéro);

b, amortissement interne de l'éprouvette ;

c, coefficient de raideur de l'éprouvette (torsion).

L'enregistrement du mouvement, en régime permanent, donne une courbe d'allure sinusoïdale, de fréquence ω, sans présence apparente d'harmoniques. Nous pouvons donc essayer un moule mathématique donnant une telle réponse, c'est-à-dire de la forme

$$I\theta'' + b(\omega, U)(\theta' - \theta'_i) + c(\omega, U)(\theta - \theta_i) = 0,$$

où b et c, fonctions de U et de ω, sont des consantes en régime permanent.

A partir de ce moule et des courbes expérimentales, nous déterminerons les valeurs de b et c par la méthode globale.

Un calcul simple donne

$$c = \frac{I\omega^2}{2}\left[1 + \frac{A^2 - \alpha^2}{A^2 + \alpha^2 - 2\alpha A \cos\varphi}\right],$$

formule permettant d'avoir la valeur de c en chaque point ω.

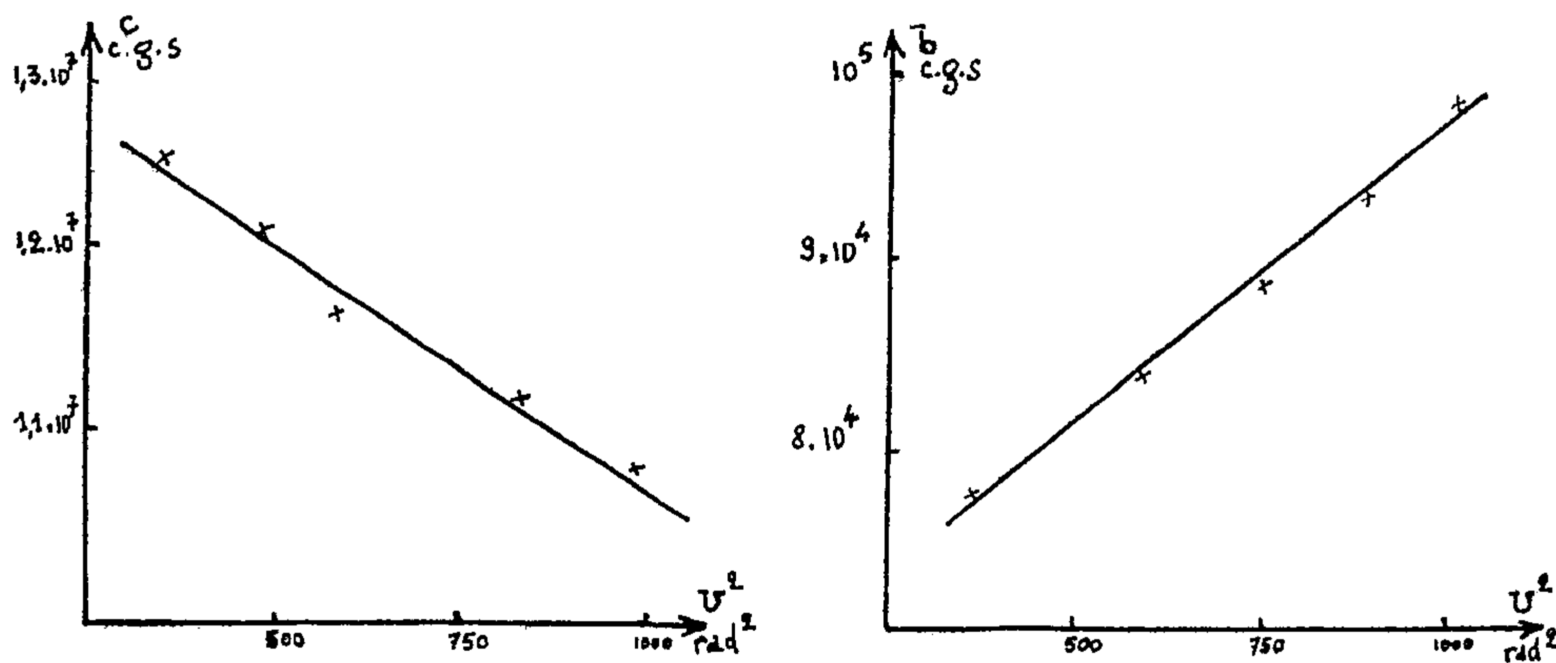
Pour b, le même calcul conduirait à une formule difficilement exploitable en chaque point. Mais, si l'on se place systématiquement à la résonance de phase, obtenue pour

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{c^2}{Ic - b^2}},$$

il vient

$$b = \frac{I\alpha\omega_0}{A}.$$

Travaillons dans un domaine où ω varie peu : nous pourrons alors supposer que b et c ne dépendent que de U et chercher les lois de variation.



On voit qu'aux erreurs d'expérience près, les courbes représentatives de b et c en fonction de U^2 peuvent être assimilées à des droites. Nous avons trouvé pour l'éprouvette étudiée :

$$b = b_0(1 + \mu U^2), \qquad c = c_0(1 - \lambda U^2),$$

avec $\mu = 1{,}6$ et $\lambda = 0{,}6$ lorsque b et c sont exprimés en C. G. S. et U en radians.

Il est bien connu qu'une nonlinéarité de c, de la forme ci-dessus, a pour effet de faire apparaître des discontinuités (sauts) pour une valeur suffisante de α [1]. La non-linéarité de b agit, au contraire, en sens inverse : elle tend à diminuer l'importance des discontinuités et à élargir la bande passante.

R. Mazet [2] montre que, dans les mêmes conditions d'expérience, les lois trouvées pour b et c en fonction de U, sont équivalentes aux suivantes :

$$b = b_0(1 + 4\mu u^2), \qquad c = c_0\left(1 - \frac{4}{3}\lambda u^2\right),$$

où u représente l'élongation relative.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) J.-J. Stocker, *Non linear Vibrations*, *Interscience publishers*, Inc., New-York.

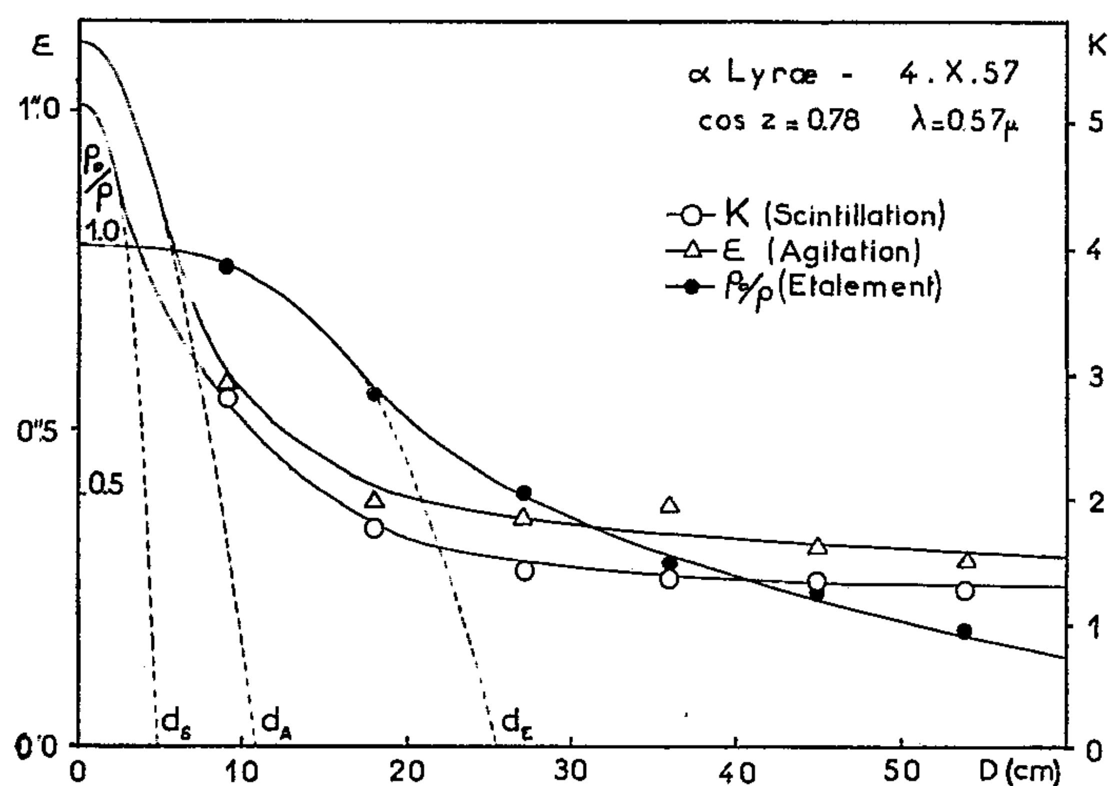
(2) R. Mazet, Extrait du *Colloque International des vibrations non linéaires*, Ile de Porquerolles, 1951. *Publ. scient. et techn. Min. Air*, n° 281.

ASTRONOMIE. — *Étude expérimentale des défauts de l'image d'une étoile en fonction du diamètre de l'objectif utilisé.* Note de M. **Jean Rösch**, présentée par M. André Danjon.

La présente Note donne un exemple de vérification des formules [1] fournissant des expressions approchées de la scintillation, de l'agitation et de l'étalement de l'image d'une étoile, en fonction du diamètre de l'objectif utilisé.

Le dispositif utilisé est celui déjà décrit [2], sauf quelques améliorations : le mouvement de balayage de l'image, donné par une came entraînée par un moteur synchrone, est uniforme d'un bout à l'autre de la course, avec retour instantané au point de départ; on s'est surtout attaché à éliminer les causes parasites d'étalement, en limitant étroitement le domaine spectral utilisé autour du minimum focal de l'objectif et en contrôlant fréquemment la mise au point en cours d'expérience par la méthode de Foucault. Les photographies de l'oscillographe cathodique sont projetées très agrandies sur une feuille de papier sur laquelle on trace les contours du diagramme, d'où l'on déduit facilement les valeurs de la scintillation, de l'agitation et de l'étalement. La durée d'un balayage étant voisine de 4 s, on obtient plusieurs dizaines de pointés pour chaque diaphragme d'une série de six, en un temps de l'ordre de 10 à 20 m pendant lequel on peut espérer que les conditions atmosphériques ont peu changé. Par contre, dans ces conditions, la phase de croissance du flux durant moins d'une seconde, l'élargissement du diagramme par l'*agitation* est insuffi-

samment moyenné, donc difficile à évaluer. L'*étalement* (pente maximum du diagramme) est également affecté par la rapidité du balayage, mais à un degré moins gênant. La mesure de la *scintillation* ne présente, elle, aucune difficulté. L'expérience montre, en tous cas, que des mesures sur trois séries d'une dizaine de tracés, séparées par le temps nécessaire à l'obtention des séries correspondant à d'autres diaphragmes, fournissent des valeurs tout à fait cohérentes.



La figure ci-dessus, qui se rapporte aux observations du 4 octobre 1957, montre que les points expérimentaux se placent très bien sur des courbes ayant l'allure prévue par la théorie ([1]), sauf la réserve déjà signalée pour l'étalement aux grands diamètres.

La courbe d'étalement (ρ_0/ρ) permet de tracer avec assez de précision la biquadratique à laquelle elle est assimilable pour les petits diamètres, qui coupe l'axe $\rho_0/\rho = 0$ au point d'abscisse $d_E = 25$ cm.

Les courbes de scintillation (K) et d'agitation (ε) sont beaucoup moins bien définies dans la région des petits diamètres, car l'expérience montre que même pour une ouverture de 9 cm, elles ne présentent encore aucune tendance à l'inflexion. Il serait donc utile de pousser les mesures jusqu'à des diamètres nettement plus petits, pour lesquels les problèmes de sensibilité du récepteur commencent à intervenir. Mais les courbes obtenues fixent au moins des limites inférieures aux ordonnées à l'origine : le rapport entre le flux maximum reçu et le flux minimum, $K_0 = 5{,}0$; l'agitation $\varepsilon_0 = 1'',1$. Ces valeurs minimum étant déjà élevées, nous les retiendrons pour les calculs ultérieurs. Les courbes expérimentales imposent du même coup les abscisses des points d'ordonnée nulle des paraboles qui leur sont osculatrices pour les petits diamètres, $d_s = 5$ cm pour la scintillation, $d_A = 10$ cm pour l'agitation.

L'application des formules théoriques fournit alors la longueur d'onde des perturbations, $\Lambda = 30$ cm, leur altitude au-dessus de la station, $H = 2\,200$ m, et l'amplitude de la différence de marche $\Delta = 0{,}18\ \mu$.

On ne saurait voir dans ces résultats la preuve de la possibilité de localiser et de décrire par ce procédé et dans un but météorologique la turbulence atmosphérique. Mais le fait que trois courbes indépendantes, fournissant cinq paramètres, puissent, dans les limites d'incertitude ci-dessus, s'interpréter par les valeurs numériques de trois quantités physiques seulement, *chacune de l'ordre de grandeur auquel on peut s'attendre*, plaide appréciablement en faveur de la forme des expressions trouvées par la théorie.

Trois particularités des courbes obtenues méritent d'être signalées :

a. Les valeurs très élevées de la scintillation pour les objectifs de moins de 10 cm alors même que la longueur d'onde moyenne des perturbations est de 30 cm;

b. De même, les valeurs élevées de l'agitation dans ce même domaine de diamètres, qui se trouve être celui de la plupart des instruments de géodésie;

c. Par contre, la décroissance très lente, au début, du rapport diamètre théorique/diamètre réel de l'image, prévu par la théorie et retrouvé par l'observation. Cette propriété est essentielle dans l'élaboration d'une méthode de sélection des images les mieux définies.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 384.
(2) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3027.

RELATIVITÉ. — *L'effet gravitationnel de spin.* Note (*) de M. **Olivier Costa de Beauregard**, présentée par M. Louis de Broglie.

Montrons que les résultats récemment établis par une voie inductive (1) se retrouvent dans une théorie générale.

1. Lorsqu'un morceau de matière passe d'un état sans densité de spin à un état avec densité de spin (c'est le cas par exemple d'un morceau de fer qu'on aimante) il acquiert de ce fait une densité d'impulsion transversale (2) $(i, j, k, l = 1, 2, 3, 4)$

$$m^{ij} = T^{ij} - T^{ji} = -\frac{ic}{2}\varepsilon^{ijkl}[\partial_k\sigma_l - \partial_l\sigma_k]. \tag{1}$$

Comme, en vertu de (1_2), la divergence $\partial_j m^{ij}$ est identiquement nulle, la variation de l'impulsion-énergie transversale entre deux états curvilignes du genre espace $\mathcal{E}_1$ et $\mathcal{E}_2$ est donnée par la formule (3)

$$P^i_{(2)} - P^i_{(1)} \equiv \iiint_{\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1} m^{ij}\,\partial u_j = \iiint_{\mathfrak{T}} m^{ij}\,\partial u_j, \tag{2}$$

où $\mathfrak{T}$ désigne l'hyperparoi du genre temps engendrée par le contour du morceau de matière suivi dans son mouvement, et $\delta u_i \equiv [dx_j\, dx_k\, dx_l]$: ic le quadrivecteur élément de volume sur $\mathcal{E}$ ou $\mathfrak{T}$.

Compte tenu de (1_2), l'expression de l'impulsion-énergie transversale se transforme en intégrale double étendue au contour du morceau de matière, suivant

$$(3) \qquad P^i = -\frac{1}{2}\iiint_{\mathcal{E}} [\partial_k \sigma_l - \partial_l \sigma_k][dx^i\, dx^k\, dx^l] = \iint \sigma_k [dx^i\, dx^k],$$

ce qui est l'expression covariante de la formule (5) de notre précédente Note ([1]).

2. *La notion d'une impulsion-énergie transversale semble impliquée dans l'usage même d'une métrique asymétrique.* Soit g_{ij}, g^{ij}, $g^{ij} g_{jk} = \delta^i_k$ une métrique asymétrique, et posons comme d'habitude

$$(4) \qquad g_{ij} = g_{\underline{ij}} + g_{\underset{\vee}{ij}}, \qquad g^{ij} = g^{\underline{ij}} + g^{\overset{ij}{\vee}}.$$

Il est communément admis que, si l'espace-temps mathématique est décrit par une métrique asymétrique, l'espace-temps physique sera, lui, toujours décrit par une métrique symétrique. Or, à *un* vecteur

$$(5) \qquad V_i = g_{ij} V^j \qquad \textit{ou} \qquad V^i = g^{ij} V_j$$

de la métrique asymétrique correspondent *deux* vecteurs de la métrique symétrique $g^{\underline{ij}}$, $h_{\underline{ij}}$, $g^{\underline{ij}} h_{\underline{jk}} = \delta^i_k$ considérée comme représentative de l'espace-temps physique ([4]), ([5]), savoir

$$(6) \qquad A_i = V_i, \qquad A^i = g^{\underline{ij}} V_j; \qquad B^i = V^i, \qquad B_i = h_{\underline{ij}} V^j.$$

Ceci suggère fortement que, dans le champ asymétrique créé par une grosse masse grave douée de spin, *l'impulsion-énergie et la quadrivitesse physiquement observables (dans la métrique symétrique) seront obliques l'une sur l'autre.* Si, alors, nous introduisons le quadrivecteur W_i tel que

$$(7) \qquad W_i = -g_{\underset{\vee}{ij}} V^j, \qquad W^i = -g^{\overset{ij}{\vee}} V_j,$$

la partie antisymétrique du potentiel de gravitation sera *physiquement* représentée par $g^{\overset{ij}{\vee}}$, $f_{\underset{\vee}{kl}} \equiv g^{\overset{ij}{\vee}} h_{\underline{ik}} h_{\underline{jl}}$.

3. Avec D. W. Sciama ([5]) admettons que l'équation d'Einstein généralisée décrivant les phénomènes gravitationnels incluant les effets de spin s'écrit, avec $P \equiv g^{ij} P_{ij}$, $\Theta \equiv g^{ij} \Theta_{ij}$, et les trois termes étant asymétriques,

$$(8) \qquad P_{ij} - \frac{P}{2} g_{ij} = \chi \Theta_{ij}, \qquad P = -\chi \Theta.$$

Comme en théorie unitaire d'Einstein-Schrödinger, Sciama ([5]) passe du système g_{jk}, P_{jk}, $\Gamma_{jk}\left(\Gamma_i \equiv \Gamma^i_{\underset{\vee}{ij}} \neq 0\right)$ au système g_{jk}, R_{jk}, $L^i_{jk}\left(L_i \equiv L^i_{\underset{\vee}{ij}} = 0\right)$.

Si nous *postulons* que la forme des (8) reste alors invariante, les quatre identités de conservation bien connues [6] *exigent* que le second membre de (8_1) soit transformé suivant

$$\chi T_{ij} = \chi \Theta_{ij} + \frac{2}{3}[\partial_i \Gamma_j - \partial_j \Gamma_i] - \frac{1}{3}[\partial_k \Gamma_l - \partial_l \Gamma_k] g^{\overset{kl}{\vee}} g_{ij}; \tag{9}$$

(8) se récrit alors

$$R_{ij} - \frac{R}{2} g_{ij} = \chi T_{ij}, \qquad R = -\chi T. \tag{10}$$

D. W. Sciama décrit naturellement une particule d'épreuve sans spin par un tenseur inertial symétrique. La précédente remarque montre qu'*il est nécessaire de préciser dans quelle connexion le tenseur inertial sera symétrique. Postulons que ce doit être dans la connexion privilégiée* L.

4. Il suit du contenu du n° 2 que la partie antisymétrique $(1/2) R g_{\underset{\vee}{ij}}$ de $(1/2) R g_{ij}$ se manifestera physiquement (c'est-à-dire « non géométriquement ») dans l'espace-temps physique à métrique symétrique. Si nous faisons passer $-(1/2) R g_{\underset{\vee}{ij}} = (1/2) \chi T g_{\underset{\vee}{ij}}$ au second membre de (10_1), il semble tout naturel d'*interpréter* $-(1/2) T g_{\underset{\vee}{ij}}$ *comme une « densité d'impulsion transversale » ajoutée au* T_{ij} *symétrique de la particule sans spin* (« *induite* » *par l'asymétrie de la métrique*).

La « séparation » correspondante W^i entre la direction V^i de l'impulsion-énergie et la quadrivitesse U^i sera [7]

$$W^i \equiv U^i - V^i = -g^{\overset{ij}{\vee}} V_j. \tag{11}$$

D. W. Sciama [5] déduit des quatre identités de conservation que « les trajectoires des masses d'épreuve sans spin sont des géodésiques de la métrique symétrique $g^{\underline{ij}}$, h_{ij}, $g^{\underline{ij}} h_{\underline{jk}} = \delta^i_k$ ». Selon nous, le calcul de Sciama montre que *les trajectoires* V^i *de l'impulsion-énergie sont lesdites géodésiques; de celles-ci, les trajectoires cinématiques* U^i *se déduiront par la formule* (11).

5. Cherchons la forme approchée de la partie antisymétrique de (10_1) lorsque les g_{ij} diffèrent peu de leurs valeurs Minkowskiennes $\mathring{g}_{ij}$. Comme les formules

$$g_{\underset{+-}{ij};k} = 0 \qquad et \qquad g^{\overset{ij}{\vee}}{}_{,j} = 0 \tag{12}$$

sont satisfaites en théorie de D. W. Sciama [5], nous trouvons, par un calcul d'approximations analogue à ceux de la théorie d'Einstein-Schrödinger [8], *au premier ordre*,

$$R_{\underset{\vee}{ij}} \simeq R_{ij} - \frac{R}{2} g_{\underset{\vee}{ij}} \simeq \frac{c^2}{2} \mathring{g}^{kl} \partial_k \partial_l g_{\underset{\vee}{ij}}, \tag{13}$$

et par conséquent, *toujours au premier ordre*,

$$c^2 \Box g_{\underset{\vee}{ij}} \simeq 2\chi T_{\underset{\vee}{ij}}, \qquad c^2 \Box g^{\overset{ij}{\vee}} \simeq 2\chi T^{\overset{ij}{\vee}}. \tag{14}$$

Identifiant avec les formules (10) et (11) de notre précédente Note ([1]), nous trouvons

$$G^{ij} = -g^{ij}, \qquad \alpha = +1. \tag{15}$$

6. Si l'expérience de recul de la source douée de spin proposée dans notre précédente Note donne un résultat positif, il y aura là un argument très fort en faveur de l'existence physique des ondes de gravitation.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) *Comptes rendus*, **246**, 1958, p. 237.

(2) *J. Math. pures et appl.*, **22**, 1943, p. 131-132; *dans tout ce* n° 1, *nous raisonnons à l'approximation Minkowskienne afin d'alléger l'écriture.*

(3) Nous revenons ici aux notations de nos anciens travaux et de notre *Théorie de la Relativité restreinte* (Paris, 1949); les notations, aujourd'hui classiques, de Tomonaga et de Schwinger ont le grave inconvénient de désigner par la même lettre σ la densité de spin et l'hypersurface courante du genre espace.

(4) A. Lichnerowicz, *J. Rat. Mech. and Anal.*, **3**, 1954, p. 487.

(5) D. W. Sciama, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, (sous presse).

(6) A. Lichnerowicz, *Théories relativistes de la Gravitation*, Paris, 1955, équ. (83.8) et (83.9).

(7) *Voir* les formules (2) à (4) rappelées in *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 2199.

(8) M. A. Tonnelat, *La théorie du champ unifié d'Einstein*, Paris, 1955, équ. (4.4), (4.14), (4.18), (4.40). Mme Tonnelat nous a fait observer que la validité du résultat (13) exige qu'on ait, avec ses notations, $\gamma \neq 0$, $g \neq 2\gamma$, c'est à dire $g_{ij} - \mathring{g}_{ij} \neq 0$ au premier ordre.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *États excités quantifiés et stables des masses fluides relativistes en rotation.* Note (*) de MM. **Pierre Hillion** et **Jean-Pierre Vigier**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous quantifions les équations du mouvement de la gouttelette relativiste dans un référentiel particulier Σ_0. On retrouve les résultats de C. Van Winter ([1]) et l'on a une interprétation concrète du spin.

1. *Première méthode de quantification.* — Dans le référentiel particulier Σ_0 où nous nous étions placés dans notre Note précédente, les composantes de temps du vecteur $\vec{t}$ et du pseudovecteur $\vec{s}$ étaient nulles, ce qui permet la description du mouvement dans un espace à trois dimensions. On a montré que les composantes du moment cinétique sur les axes des deux trièdres liés l'un à $\vec{t}$, l'autre à $\vec{s}$ étaient

$$\text{trièdre lié à } \vec{t} \left\{ \begin{aligned} p_x &= -\sin\varphi\, p_\theta - \operatorname{cotg}\varphi \cos\varphi\, p_\varphi + \frac{\cos\varphi}{\sin\theta} p_\psi, \\ p_y &= \quad \cos\varphi\, p_\theta - \operatorname{cotg}\theta \sin\varphi\, p_\varphi + \frac{\sin\varphi}{\sin\theta} p_\psi, \\ p_t &= p_\varphi. \end{aligned} \right.$$

On aurait les composantes du moment cinétique sur les axes du trièdre lié à $\vec{s}$ en changeant dans les formules précédentes φ en ψ et p_φ en p_ψ ainsi que le signe de p_x (θ, φ, ψ sont les angles d'Euler).

La quantification s'effectue à la façon habituelle en Mécanique quantique en remplaçant p_θ, p_φ, p_ψ par $-i\hbar\,\partial/\partial\theta$, $-i\hbar\,\partial/\partial\varphi$, $-i\hbar\,\partial/\partial\psi$, les six nombres p_k et p'_k ($k=1, 2, 3$) deviennent six opérateurs J_k, J'_k ($k=1, 2, 3$). Par exemple :

$$p_x \to J_1 = -i\hbar\left\{-\sin\varphi\frac{\partial}{\partial\theta} - \cos\varphi\cot\theta\frac{\partial}{\partial\theta} + \frac{\cos\varphi}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\psi}\right\},$$

$$p_y \to J_2 = -i\hbar\left\{\cos\varphi\frac{\partial}{\partial\theta} - \sin\varphi\cot\theta\frac{\partial}{\partial\varphi} + \frac{\sin\varphi}{\sin\theta}\frac{\partial}{\partial\psi}\right\},$$

$$p_z \to J_3 = -i\hbar\frac{\partial}{\partial\varphi}.$$

Ces opérateurs sont précisément les opérateurs différentiels de C. van Winter [1]. La suite de ce paragraphe est empruntée à cet auteur. On cherche les fonctions propres simultanées de J^2, J_3, J'_3 avec pour valeurs propres $j(j+1)\hbar^2$, $m'\hbar$, $m'\hbar$. Ce sont :

$$Y_j^{m,m'} = \left[\frac{(2j+1)(j+m)!}{2(j-m)!(j+m)!(j-m)!}\right]^{\frac{1}{2}} e^{m\pi i}\left(\sin\frac{\theta}{2}\right)^{-m+m'}\left(\cos\frac{\theta}{2}\right)^{-m-m'}$$
$$\times\frac{d^{j-m}}{d\left(\sin^2\frac{\theta}{2}\right)^{j-m}}\left(\sin\frac{\theta}{2}\right)^{2j-2m'}\left(\cos\frac{2}{\theta}\right)^{2j+2m'}\exp i(m\varphi+m'\psi),$$

où j prend les valeurs 0, $1/2$, 1, $3/2$, ...; avec $m=-j$, $j+1$, ..., $j-1\,j$; et $m'=-j$, $-j+1$, ..., $j-1$, j.

On remarquera que $Y_j^{m,0}$ sont les harmoniques de surface, ce qui impose à j donc à m d'être entiers.

2. *Seconde méthode de quantification.* — La gouttelette étant supposée en équilibre, les forces ne peuvent pas travailler en moyenne et il existe les intégrales premières suivantes du mouvement :

$$p_\varphi = \text{Cte}, \qquad p_\psi = \text{Cte}, \qquad p^2 = \text{Cte}.$$

Les deux premières sont des intégrales de moment cinétique, la dernière, l'intégrale des forces vives. Le mouvement est complètement déterminé puisqu'il dépend de trois paramètres (θ, φ, ψ). Or il est tout naturel d'imposer un mouvement périodique à la gouttelette, c'est-à-dire une périodicité à chaque degré de liberté. On est donc conduit à employer la méthode de quantification de l'ancienne Mécanique quantique, c'est-à-dire en introduisant les variables d'action

$$J_1 = \int_0^{2\pi} p_\varphi\, d{,}\varphi \qquad J_2 = \int_0^{2\pi} p_\psi\, d\psi, \qquad J_3 = 2\int_0^{\pi} p_\theta\, d\theta,$$

à écrire, puisque $J_1 = 2\pi p_\varphi$ et $J_2 = 2\pi p_\psi$ à cause des intégrales premières

$$\Delta J_1 = 2\pi \Delta p_\varphi = h, \qquad \Delta J_2 = 2\pi \Delta p_\psi = h,$$

soit

$$p_\varphi = n_1 h + k_1 \quad \text{et} \quad p_\psi = n_2 h + k_2 \quad (n_1 \text{ et } n_2 \text{ entiers, } k_1 \text{ et } k_2 \text{ constantes}),$$

on sait [2] que k_1 et k_2 doivent être, soit nuls, soit égaux à $1/2$.

Donc en posant $|m| = 0, 1/2, 1, 3/2, \ldots, |m'| = 0, 1/2, 1, 3/2, \ldots, m$ aboutit à $p_\varphi = m\hbar, p_\psi = m'\hbar$, c'est-à-dire les mêmes résultats qu'au paragraphe précédent.

L'intégrale première des forces vives quand on y porte $p_\varphi = m\hbar$ et $p_\psi = m'\hbar$ conduit à

$$p^2 = j^2\hbar^2 \quad \text{et} \quad j > |m|, \quad j > |m'|.$$

La comparaison entre les deux méthodes de quantification est intéressante à partir du moment où l'on admet avec Bohm et l'un d'entre nous [3] l'existence de niveaux subquantiques sur lesquels se propagent les ondes réelles φ décrites par la Mécanique ondulatoire. En effet la quantification d'un système au niveau quantique représente un mouvement périodique d'un phénomène violemment agité au niveau subquantique. Les équations d'onde représentent une description moyenne du mouvement, la quantification s'effectuant soit en cherchant les solutions périodiques de ces équations (Mécanique quantique usuelle), soit en imposant au système des pseudopériodicités. Il n'est pas évident que les deux descriptions moyennes coïncident.

A un moment d'inertie près, l'ancienne Mécanique quantique fournirait l'énergie du mouvement moyen $(\bar{p})^2$ tandis que la Mécanique quantique usuelle donnerait l'énergie moyenne du mouvement $\overline{p^2}$.

On obtient une description physique précise du mouvement de la masse fluide relativiste : les états quantiques apparaissent comme des états d'équilibre de la gouttelette puisque les systèmes d'axes reviennent périodiquement sur eux-mêmes à cause des intégrales premières du mouvement.

3. Revenons au modèle qui nous a servi de point de départ dans notre Note précédente pour interpréter physiquement les nombres m, m', j. m, m' fixent les valeurs des composantes du moment cinétique, j, l'énergie ou le degré d'excitation de la gouttelette relativiste. j est le nombre quantique de spin. Si :

a. Le centre de matière et le centre de masse confondus, $j = 0$ et le spin, apparaît comme une propriété relativiste comme l'avait signalé l'un d'entre nous [4].

b. Le vecteur $\vec{t}$ et le pseudovecteur $\vec{s}$ sont colinéaires. On a un mouvement d'un genre orbital qui peut être décrit en fonction d'harmoniques sphériques, ce qui exige que j soit entier. La gouttelette relativiste est l'équivalent d'un rotateur rigide. Elle peut être assimilée à un boson.

c. Le vecteur $\vec{t}$ et le pseudovecteur $\vec{s}$ ne sont pas colinéaires. j est demi-

entier et la gouttelette relativiste peut être assimilée à un fermion. On notera que la structure interne des fermions apparaît plus compliquée que celle des bosons.

d. Revenons au formalisme du paragraphe 1 pour calculer les fonctions d'onde correspondant à $j = 1/2$ (fermion de spin 1/2).

On trouve quatre composantes qu'on groupe par deux :

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} = i \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} \exp\frac{i}{2}(\varphi + \psi) \\ \sin\frac{\theta}{2} \exp\frac{i}{2}(\varphi - \psi) \end{pmatrix}, \qquad \Phi = \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} = i \begin{pmatrix} \sin\frac{\theta}{2} \exp - \frac{i}{2}(\varphi - \psi) \\ \cos\frac{\theta}{2} \exp - \frac{i}{2}(\varphi + \psi) \end{pmatrix}.$$

On montre aisément que $\Phi = \Psi^c$ où $\Psi^c = C^* \Psi$ où C est l'opérateur conjugaison de charge, donc Φ est la fonction d'onde de l'antiparticule. On passe aussi de Ψ à Φ en changeant θ en $\theta - \pi$ et φ en $-\varphi$, d'où l'on conclut :

1° seuls les fermions ont des antiparticules ;

2° le mouvement de l'antiparticule se fait dans le sens opposé à celui de la particule.

On voit que la « fusion » d'une particule et de son antiparticule est susceptible de donner un boson.

4. Dans une Note ultérieure, nous étendrons le mouvement de la gouttelette et sa quantification à l'espace-temps de la relativité restreinte. Pour développer ce travail nous avons bénéficié des études mathématiques de C. Van Winter (1) qui a déterminé les fonctions d'onde des opérateurs J_3, J'_3, J^2.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) *Thèse*, Gröningen, 1957.

(2) D. Bohm, *Quantum theory*, p. 53.

(3) *Voir* par exemple : D. Bohm, *Causality and Chance in Modern Physics*, Rutledge and Kegan Paul, Londres.

(4) P. Hillion, *Thèse*, Paris, 1957.

CALORIMÉTRIE. — *Précisions sur la courbe transitoire obtenue avec un microcalorimètre.* Note (*) de Mme **Dhetty Blet-Talbot** et M. **Georges Blet**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Le phénomène thermique transitoire qui se situe entre l'instant initial où l'on envoie un flux d'énergie constant sur la face antérieure du corps calorimétrique et l'instant où l'équilibre thermique est atteint, est représenté en général par une exponentielle. Nous allons chercher à préciser la forme de cette courbe.

Soit un corps calorimétrique cylindrique, de masse en eau *m*, dont la face

antérieure A reçoit l'énergie constante et la face postérieure P est équipée de thermocouples.

Soient : l, sa longueur; K, sa conductivité thermique; h, sa diffusivité thermique; S, la surface d'une face terminale (section droite).

Posons :

gain de chaleur par la face antérieure : $q\,dt$;

perte de chaleur par la face antérieure : $q_1\,dt = \mu_1 \theta\,dt$ pour la totalité de la surface S;

perte de chaleur par la face postérieure $q_2\,dt = \mu_2 \theta\,dt$ pour la surface non recouverte par les couples;

perte de chaleur par les thermocouples : $q'\,dt = \mu' \theta\,dt$.

Nous supposons que les pertes par la surface latérale sont négligeables. Nous allons chercher, de l'équation de Fourier $h(\partial^2\theta/\partial x^2) = \partial\theta/\partial t$ une solution approchée de la forme $\theta = ax + b$, dans laquelle a et b sont des fonctions de (t). Considérons le schéma suivant :

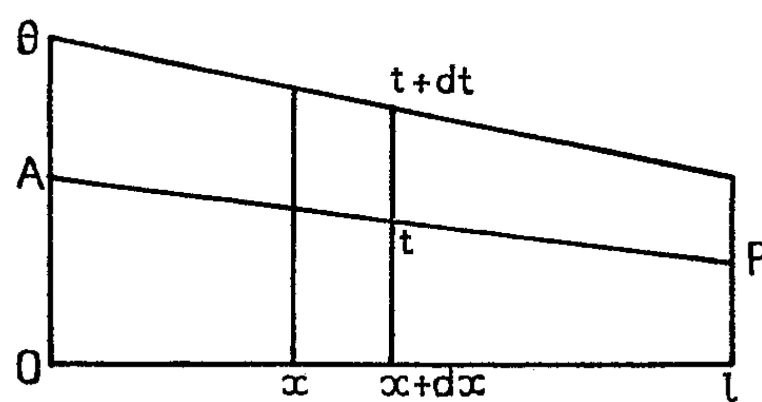


Fig. A.

La chaleur emmagasinée dans la tranche x, $x + dx$ est

$$d^2q = [\theta(t+dt, x) - \theta(t, x)]\frac{m\,dx}{l}, \qquad \text{d'où} \qquad dq = m\left(\frac{a'l}{2} + b'\right)dt.$$

Écrivons l'équation du bilan thermique

$$q = \mu_1 b + (\mu_2 + \mu')(al + b) + m\left(\frac{a'l}{2} + b'\right).$$

Séparons les variables en posant $\alpha + \beta = 1$. On a

$$a = \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)\frac{\alpha q}{(\mu_2 + \mu')l} \qquad \text{avec} \quad \tau = \frac{m}{2(\mu_2 + \mu')}$$

et

$$b = \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau'}}\right)\frac{\beta q}{(\mu_1 + \mu_2 + \mu')} \qquad \text{avec} \quad \tau' = \frac{m}{(\mu_1 + \mu_2 + \mu')}.$$

Calculant α par les conditions aux limites, il vient

$$\alpha = -\frac{(\mu_2 + \mu')^2}{\frac{KS}{l}(\mu_1 + \mu_2 + \mu') + \mu_1(\mu_2 + \mu')}$$

α étant essentiellement négatif, β est plus grand que 1.

Étude de α. — 1° *si α très petit*, $\beta \simeq 1$: a est négligeable et il reste $\theta = b$: la température est uniforme dans le corps calorimétrique; la courbe est une exponentielle vraie de constante de temps $\tau = m/\sigma$, σ étant la somme des coefficients de pertes : $\sigma = \mu_1 + \mu_2 + \mu'$.

2° *si* $\alpha \neq 0$: Limitons le développement en série à deux termes

$$e^{-\frac{t}{\tau}} = 1 - \frac{t}{\tau} + \frac{1}{2!}\left(\frac{t}{\tau}\right)^2 - \ldots.$$

Il vient

$$\theta = \frac{q}{m}\left[(2\alpha + \beta)t - \left(\frac{\alpha}{\tau} + \frac{\beta}{2\tau'}\right)t^2 + \ldots\right]$$

dont les dérivées partielles première et seconde ont respectivement pour valeur :

$$\frac{\partial\theta}{\partial t}(0) = \frac{q}{m}(1 + \alpha) \qquad \text{et} \qquad \frac{\partial^2\theta}{\partial t^2}(0) = -\frac{q}{m\tau'}\left[1 + \alpha\left(2\frac{\tau'}{\tau} - 1\right)\right]$$

α étant essentiellement négatif, la pente à l'origine est plus faible que pour une exponentielle. Il en est de même pour la courbure à l'origine si $(2\tau'/\tau) - 1 > 0$, condition généralement remplie.

La courbure à l'origine peut même devenir positive si :

$$1 + \alpha\left(\frac{2\tau'}{\tau} - 1\right) < 0 \qquad \text{soit} \quad \alpha < -\frac{\tau}{2\tau' - \tau}.$$

Le calcul montre que : 1° si μ_1 et μ_2 sont petits devant μ' l'inversion est possible; 2° si μ' est petit devant μ_1 et μ_2 l'inversion est en pratique impossible.

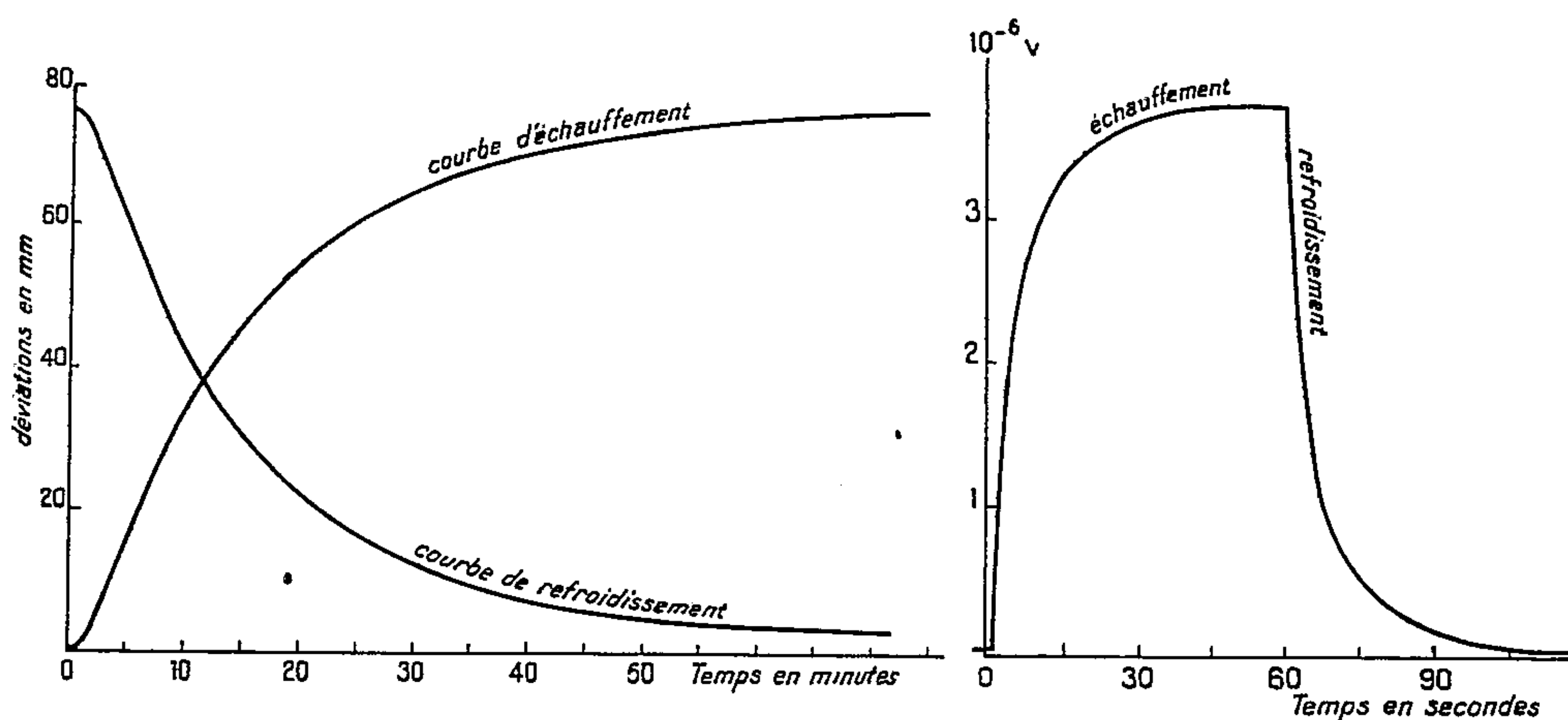


Fig. 1_a. Fig. 1_b.

Vérification expérimentale. — 1° Sur un calorimètre du type Calvet, S est grand et l est petit, mais la valeur de K est fortement réduite par la présence d'une feuille de mica entre le cylindre de laiton et les thermocouples et, d'autre part, μ' est très grand par construction : la quasi-totalité des pertes se faisant

par les thermocouples. L'enregistrement reproduit sur la figure 1_a montre bien l'inversion au départ.

2° Sur notre calorimètre, S est également grand ainsi que l petit, mais l'utilisation d'un couple unique de très petites dimensions nous permet d'avoir simultanément une valeur très élevée pour K et pour μ' une valeur très faible devant μ_1 et μ_2. L'enregistrement reproduit en 1_b, montre bien l'absence d'inversion au départ de la courbe qui n'est cependant pas une exponentielle.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

THERMODYNAMIQUE. — *Chaleurs de fusion de quelques halogénures (bromures alcalins).* Note de Mme **Madeleine Blanc**, présentée par M. Eugène Darmois.

Le but de ce présent travail fut de déterminer les chaleurs de fusion de quelques halogénures alcalins par la méthode de cryométrie à haute température [1], et d'étudier le domaine de validité du critère entropique [2] en fonction de la nature des atomes constituant le cristal.

Ces mesures sont intéressantes selon nous, non seulement du point de vue théorique, mais aussi pour trancher, grâce à cette méthode assez précise, l'indétermination qui résulte de valeurs fort divergentes déjà établies par certains auteurs.

Notre but initial fut de compléter les résultats déjà obtenus pour les halogénures alcalins. Les fluorures [3] et les chlorures [4] ayant été déjà étudiés, nous avons abordé les bromures.

Les bromures de sodium et de potassium sont thermiquement stables et pratiquement non volatils, si bien que leur étude ne présente pas de difficulté spéciale. Par contre, le bromure de lithium extrêmement hygroscopique et oxydable à l'air est d'une étude plus délicate. Nous avons étudié les deux premiers sels dans des creusets de graphite, et le dernier sous argon dans des creusets de platine, afin de pouvoir vérifier, après expérience, le poids de sel étudié.

Les résultats obtenus sont les suivants :

	T_f (°Kelvin).	L_f (cal/mol).	S_f.	$\nu = \frac{1}{3} S_f$.
BrLi	819	3095	3,77	1,25
BrNa	1014	5520	5,44	1,81
BrK	1005	5930	5,90	1,96

Les résultats obtenus pour les bromures de sodium et de potassium montrent une vérification satisfaisante du critère. On conçoit que ces sels, d'après la théorie de Mme G. Darmois et G. Petit [5], se trouvent dans le domaine de validité du critère. En effet, la liaison est très ionique et

l'on peut admettre que les énergies de rotation libration sont identiques dans le cristal et le liquide, de même que la nature des particules.

Le bromure de lithium donne un résultat inattendu, se rapprochant de ceux obtenus pour les sels alcalino-terreux (6). La valeur relativement faible de ν qu'on retrouve pour le chlorure de lithium [3 640 cal/mol, $\nu = 1,40$ (8)] montre bien, à notre sens, un rapport à préciser entre la valeur du facteur correctif du critère entropique et le caractère covalentiel des liaisons chimiques. Notons en outre que la valeur obtenue pour le bromure de lithium par notre méthode précise concorde avec la valeur (3 060 cal/mol) trouvée par Kelley par la méthode des diagrammes thermiques (7).

(1) ROLIN, *Thèse*, Paris, 1950; ZARZYCKI, *Thèse*, Paris, 1952; PETIT, *Bull. Soc. Chim.*, 1956.

(2) Mme DARMOIS-SUTRA, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1027.

(3) G. PETIT et Mlle CRÉMIEU, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 360.

(4) ClK : V. S. LYASHENKO, *Bureau of Mines*, 1950, p. 477; ClNa : HARRISON, *Thèse*, Paris, 1955.

(5) G. DARMOIS et G. PETIT, *Bull. Soc. Chim.* (sous presse).

(6) Mme M. BLANC, *Comptes rendus* (à paraître).

(7) KELLEY, *Bureau of Mines*, 1936, p. 393.

(8) SHEMTSCHUSHNY et RAMBACH, *Z. anorg. Chem.*, 65, 1910, p. 405.

MAGNÉTISME. — *Propriétés magnétoélectriques des lames minces de nickel aimantées à saturation.* Note (*) de Mme **THÉRÈSE RAPPENEAU**, transmise par M. Jean Cabannes.

Des lames minces de nickel obtenues par évaporation thermique ont été étudiées à la température ambiante entre 4 000 et 8 000 Oe. Les variations relatives de la résistance électrique en fonction du champ magnétique et de l'angle entre le champ et le courant ont été déterminées, et les résultats comparés avec ceux donnés par le nickel massif.

Nous avons étudié, à la température ambiante, l'influence d'un champ magnétique élevé sur la résistivité électrique de lames minces de nickel préparées par évaporation thermique (1).

1. On mesure les variations de résistance de ces lames dans un champ magnétique de 8 000 Oe, parallèle à leur plan, la direction du courant électrique faisant angle θ avec le champ magnétique.

Toutes les lames étudiées présentent une variation sinusoïdale de la résistance, celle-ci étant maximum lorsque le champ et le courant sont parallèles et minimum si le champ est perpendiculaire au courant (*fig.* 1). La variation de résistance en fonction de l'angle θ peut donc s'exprimer par la relation

$$\frac{\Delta R}{R} = \Delta(H) \cos^2\theta. \qquad (1)$$

2. La variation relative de la résistance en fonction du champ magnétique a été étudiée entre 4 000 et 8 000 Oe. La résistance décroît suivant une loi linéaire en fonction du champ. Nous avons observé que cette décroissance varie

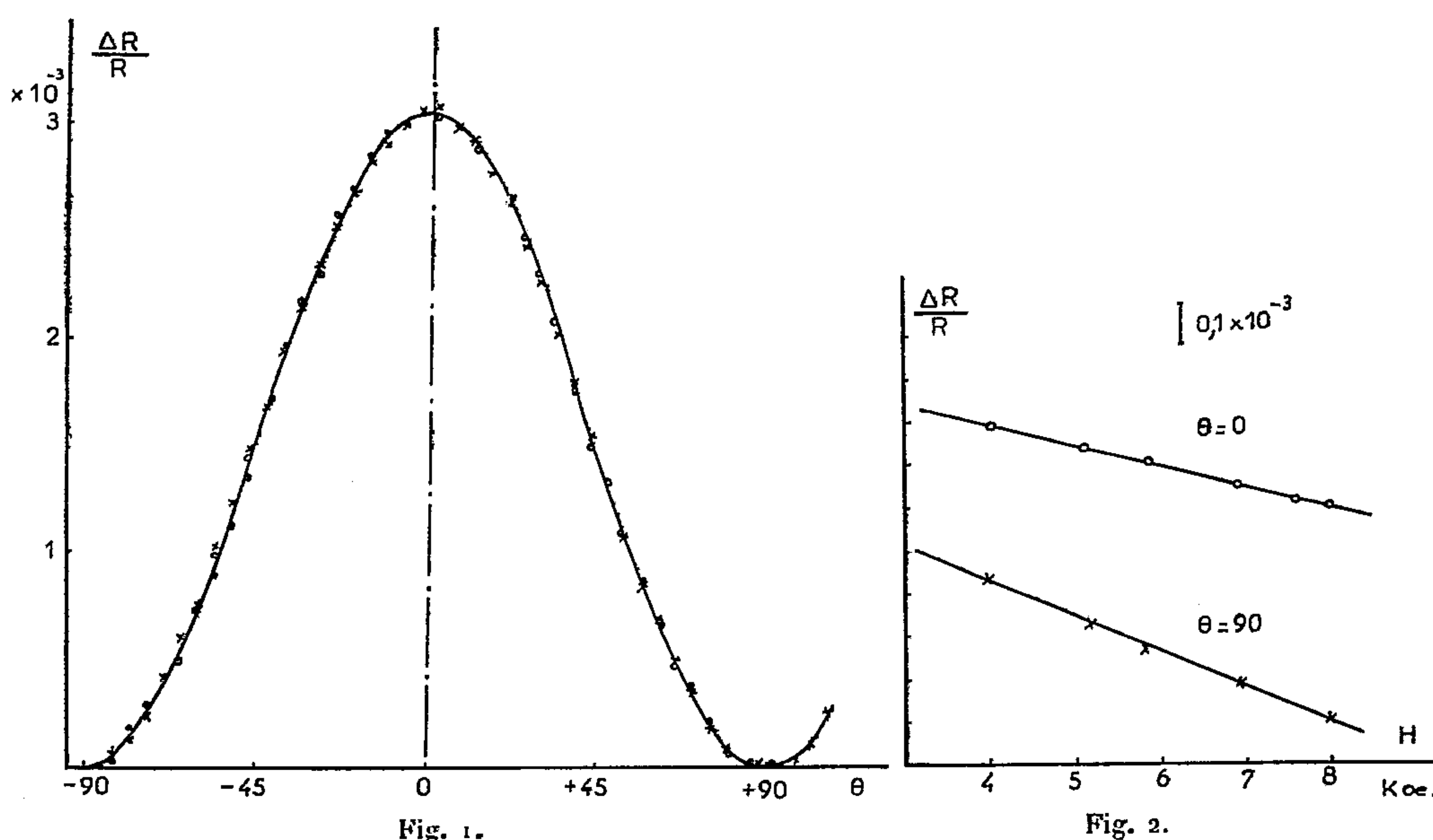


Fig. 1. Fig. 2.

avec l'angle θ. Elle est minimum lorsque $\theta = 0°$ (effet longitudinal) et maximum pour $\theta = 90°$ (effet transversal) (*fig.* 2). Les valeurs de $\beta = (I/R)(\Delta R/\Delta H)$ ont été mesurées pour $\theta = 0°$ et $\theta = 90°$ (tableau)

Épaisseur (Å).	$\Delta(H).10^3$.	$\beta_{0°}.10^8$.	$\beta_{90°}.10^8$.	$\Delta(O).10^3$.	$H_1.10^{-6}$.
370	0,044	− 0,075	− 0,60	0	0
445	0,045	− 0,25	− 0,83	0	0
485	0,075	− 0,52	− 1,46	0	0
585	1,22	− 2,32	− 3,58	1,12	0,089
590	2,36	− 2,44	− 4,4	2,2	0,112
640	4,88	− 4,7	− 6,9	4,7	0,214
660	7,75	− 6,2	− 8,2	7,6	0,38
665	9,25	− 6,5	− 8,9	9,06	0,38
690	20,6	−11,2	−12,8	20,5	1,3
Nickel massif (fil).	29,15	−18,6	−19,5	29,08	3,2

3. A partir des valeurs de $\beta_{0°}$, $\beta_{90°}$ et de $\Delta(H)$, on détermine l'écart relatif de résistance pour un champ appliqué nul, $\Delta(O)$ (tableau I) :

$$(2) \qquad \Delta(O) = \Delta(H) + \Delta\beta H, \quad \text{avec} \quad \Delta\beta = (\beta_{90°} - \beta_{0°}) < 0.$$

$\Delta(O)$ est l'anisotropie magnétique de résistance en champ nul.

4. Les valeurs de $\Delta(H)$, $\beta_{0°}$ et $\beta_{90°}$ ont été mesurées sur un échantillon de nickel massif (fil), compte tenu du champ démagnétisant. Le coefficient $\beta_{90°}$ a

été déterminé par extrapolation, la saturation n'étant pas tout à fait atteinte, en calculant, d'après la courbe de magnétorésistance, la loi d'approche à la saturation.

Le coefficient $\Delta(O)$, égal à 29,08, est en bon accord avec la valeur 27 calculée ([2]) d'après les constantes cristallines du nickel. Par contre, sa valeur est plus faible dans le cas des lames minces.

On voit (tableau I) que $\Delta(O)$ croît avec l'épaisseur des lames. Pour la plus épaisse, ce coefficient n'est pas très différent de celui du nickel massif. Les trois lames les plus minces, qui se sont révélées non magnétiques, ne présentent aucune anisotropie en champ nul.

Les épaisseurs des lames minces ont été déterminées par interférométrie (méthode de Fizeau) avec une précision de quelques pour cent.

5. L'expression (2) peut se mettre sous la forme

$$\Delta(H) = \Delta(O) - \Delta\beta H.$$

Posons $\Delta(O) = -\Delta\beta H_1$; il vient

$$\Delta(H) = -\Delta\beta(H_1 + H), \tag{3}$$

où H_1 est une constante.

De même que la magnétostriction, la magnétorésistance doit être attribuée à un résidu du couplage spin-orbite. Si nous admettons une loi empirique (vérifiable d'après la variation en fonction de la température) de la forme :

$$\Delta(H) = AM^n, \qquad \Delta(H) = AM^n(H) = A'B^n\left[\mu\frac{(H + H_M)}{kT}\right], \tag{4}$$

où M est l'aimantation à saturation, H_M le champ moléculaire et B la fonction de Brillouin.

En supposant $H \ll H_M$, on a

$$\Delta(H) = A'B^{n-1}\left[B\left(\frac{\mu H_M}{kT}\right) + n\frac{\mu H}{kT}B'\left(\frac{\mu H_M}{kT}\right)\right],$$

(B' est la dérivée de la fonction de Brillouin).

Cette expression peut être mise sous la forme

$$\Delta(H) = C(H_1 + H).$$

Un calcul simple montre que

$$H_1 = H_M\frac{I}{n}\frac{T}{T_c}\frac{B\left(\frac{\mu H_M}{kT}\right)}{B'\left(\frac{\mu H_M}{kT}\right)}.$$

On trouve, pour le nickel, à la température ambiante :

$$H_1 = \frac{8}{n}H_M.$$

Dans le cas du nickel massif, H_1 (tableau I) est de l'ordre de grandeur du champ moléculaire ($H_M \approx 9.10^6$ Oe). Pour le nickel en lames minces, H_1 décroît avec l'épaisseur des lames.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) T. Rappeneau, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1403.

(2) R. Becker et W. Döring, *Ferromagnetismus*, Berlin, 1939.

MAGNÉTISME. — *Sur l'interprétation du paramagnétisme indépendant de la température*. Note de MM. **Jean Guy, Jacques Tillieu** et **Jean Baudet**, présentée par M. Paul Pascal.

Si nous considérons une molécule (n électrons) dans son état fondamental pour lequel le moment magnétique permanent est nul (dans ce cas, ψ_0 est non dégénérée et peut toujours être supposée réelle), nous disposons de deux méthodes pour calculer les susceptibilités [1].

1. Par la théorie des perturbations, on aboutit à la formule de Van Vleck [2]

$$(1)\qquad \chi_{uu} = \chi^{L}_{uu} + \chi^{+}_{uu} \qquad \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

avec

$$(2)\qquad \chi^{L}_{uu} = -\frac{Ne^2}{4mc^2}\sum_{i=1}^{n}\int (v_i^2 + w_i^2)\psi_0^2\, d\tau \quad \text{(terme diamagnétique de Langevin} < 0)$$

$$(3)\qquad \chi^{+}_{uu} = \frac{Ne^2}{2m^2c^2}\sum_{k\neq 0}\frac{\left|\sum_i \int \psi_0 M_{iu}\psi_k\, d\tau\right|^2}{E_k - E_0}$$

(terme correctif paramagnétique de Van Vleck > 0).

Les difficultés de détermination effective des séries du type (3) ont déjà été signalées [3]. Néanmoins, les auteurs admettent usuellement que de rares molécules peuvent conduire à $\chi^{+}_{uu} > |\chi^{L}_{uu}|$ [2], [4] et expliquent ainsi les quelques observations expérimentales de paramagnétisme indépendant de la température.

2. Par la méthode de variation, en posant pour ψ en présence du champ H_u appliqué suivant Ou

$$\psi = \psi_0(1 + H_u . g_u) = \psi_0\left(1 + \frac{i\pi e}{hc} H_u . G_u\right).$$

Ces deux méthodes sont mathématiquement équivalentes et la susceptibilité est encore donnée par (1), χ^{L}_{uu} restant déterminé par (2) tandis que χ^{+}_{uu} devient [5]

$$(4)\qquad \chi^{+}_{uu} = \frac{Ne^2}{4mc^2}\left[2\sum_i \int \psi_0^2 \frac{\partial G_u}{\partial \varphi_i}\, d\tau - \int \psi_0^2 \left|\overrightarrow{\text{grad}\, G_u}\right|^2 d\tau\right] \qquad \left(\frac{\partial}{\partial \varphi_i} = v_i \frac{\partial}{\partial w_i} - w_i \frac{\partial}{\partial v_i}\right)$$

où G_u est la fonction qui rend χ^+_{uu} maximum, solution de

$$(5)\qquad -\sum_i \frac{\partial}{\partial\varphi_i}(\psi_0^2)+\psi_0^2\,\Delta G_u+\overrightarrow{\operatorname{grad}G_u}.\overrightarrow{\operatorname{grad}\psi_0^2}=0,$$

et cette condition entraîne l'égalité [1], [5]

$$(6)\qquad \sum_i\int\psi_0^2\frac{\partial G_u}{\partial\varphi_i}\,d\tau=\int\psi_0^2\left|\overrightarrow{\operatorname{grad}G_u}\right|^2 d\tau.$$

3. La comparaison de χ^+_{uu} et $|\chi^L_{uu}|$ devient facile en utilisant (4) et (6). Commençons par le cas simple où ψ_0 est monoélectronique : avec les coordonnées semi-polaires u, ρ, φ, on peut écrire :

$$(7)\qquad \int\psi_0^2\left|\overrightarrow{\operatorname{grad}G_u}\right|^2 d\tau\geqq\int\frac{\psi_0^2}{\rho^2}\left(\frac{\partial G_u}{\partial\varphi}\right)^2 d\tau,$$

puisque

$$\left|\overrightarrow{\operatorname{grad}G_u}\right|^2=\left(\frac{\partial G_u}{\partial u}\right)^2+\left(\frac{\partial G_u}{\partial\rho}\right)^2+\frac{1}{\rho^2}\left(\frac{\partial G_u}{\partial\varphi}\right)^2.$$

Par suite :

$$(8)\qquad \left[\int\rho^2\psi_0^2\,d\tau\right]\left[\psi_0^2\left|\overrightarrow{\operatorname{grad}G_u}\right|^2 d\tau\right]\geqq\left[\int\rho^2\psi_0^2\,d\tau\right]\left[\int\frac{\psi_0^2}{\rho^2}\left(\frac{\partial G_u}{\partial\varphi}\right)^2 d\tau\right].$$

Or l'inégalité de convexité de Hölder [6],

$$[M(f)]^\alpha[M(h)]^\beta\geqq M(f^\alpha h^\beta)\qquad\begin{pmatrix}\alpha \text{ et } \beta>0\\ \alpha+\beta=1\end{pmatrix},$$

donne ici, en posant $f=\rho^2$, $h=(1/\rho^2)(\partial G_u/\partial\varphi)^2$, $\alpha=\beta=1/2$

$$(9)\qquad \left[\int\rho^2\psi_0^2\,d\tau\right]\left[\int\frac{\psi_0^2}{\rho^2}\left(\frac{\partial G_u}{\partial\varphi}\right)^2 d\tau\right]\geqq\left[\int\psi_0^2\left|\frac{\partial G_u}{\partial\varphi}\right|d\tau\right]^2\geqq\left[\int\psi_0^2\frac{\partial G_u}{\partial\varphi}\,d\tau\right]^2.$$

Il en résulte, d'après (8) et (6) :

$$(10)\qquad \left[\int\rho^2\psi_0^2\,d\tau\right]\left[\int\psi_0^2\left|\overrightarrow{\operatorname{grad}G_u}\right|^2 d\tau\right]\geqq\left[\int\psi_0^2\frac{\partial G_u}{\partial\varphi}\,d\tau\right]^2$$

et

$$(11)\qquad \frac{Ne^2}{4mc^2}\int\rho^2\psi_0^2\,d\tau\geqq\frac{Ne^2}{4mc^2}\int\psi_0^2\frac{\partial G_u}{\partial\varphi}\,d\tau\qquad\text{c'est-à-dire}\qquad|\chi^L_{uu}|\geqq\chi^+_{uu}.$$

4. Ce dernier résultat est généralisable aux fonctions ψ_0 polyélectroniques. Il suffit de démontrer

$$(10')\qquad \left[\sum_i\int\rho_i^2\psi_0^2\,d\tau\right]\left[\sum_i\int\psi_0^2\left|\overrightarrow{\operatorname{grad}_i G_u}\right|^2 d\tau\right]\geqq\left[\sum_i\int\psi_0^2\frac{\partial G_u}{\partial\varphi_i}\,\partial\tau\right]^2.$$

Or, nous pouvons écrire une inégalité analogue à (7)

$$(7')\qquad \sum_i\int\psi_0^2\left|\overrightarrow{\operatorname{grad}_i G_u}\right|^2 d\tau\geqq\sum_i\int\frac{\psi_0^2}{\rho_i^2}\left(\frac{\partial G_u}{\partial\varphi_i}\right)^2 d\tau,$$

ce qui entraîne

$$(8') \quad \left[\sum_i \int \rho_i^2 \psi_0^2 \, d\tau\right]\left[\sum_i \int \psi_0^2 \left|\overrightarrow{\mathrm{grad}_i \mathrm{G}_u}\right|^2 d\tau \geqq \left[\sum_i \int \rho_i^2 \psi_0^2 \, d\tau\right]\left[\sum_i \int \frac{\psi_0^2}{\rho_i^2}\left(\frac{\partial \mathrm{G}_u}{\partial \varphi_i}\right)^2 d\tau\right].$$

Puisque, d'après (10), on a

$$(10'') \quad \left[\int \rho_i^2 \psi_0^2 \, d\tau\right]\left[\int \psi_0^2 \left|\overrightarrow{\mathrm{grad}_i \mathrm{G}_u}\right|^2 d\tau\right] \geqq \left[\int \psi_0^2 \left(\frac{\partial \mathrm{G}_u}{\partial \varphi_i}\right)^2 d\tau\right]^2,$$

la démonstration de (10′) sera complète si

$$(12) \quad \left[\int \rho_i^2 \psi_0^2 \, d\tau\right]\left[\int \psi_0^2 \left|\overrightarrow{\mathrm{grad}_j \mathrm{G}_u}\right|^2 d\tau\right] + \left[\int \rho_j^2 \psi_0^2 \, d\tau\right]\left[\int \psi_0^2 \left|\overrightarrow{\mathrm{grad}_i \mathrm{G}_u}\right|^2 d\tau\right]$$
$$\geqq 2\left[\int \psi_0^2 \frac{\partial \mathrm{G}_u}{\partial \varphi_i} d\tau\right]\left[\int \psi_0^2 \frac{\partial \mathrm{G}_u}{\partial \varphi_j} d\tau\right] \qquad (i \neq j).$$

Or, ψ_0 est antisymétrique et G_u symétrique, d'où

$$\int \rho_i^2 \psi_0^2 \, d\tau = \int \rho_j^2 \psi_0^2 \, d\tau,$$
$$\int \psi_0^2 \frac{\partial \mathrm{G}_u}{\partial \varphi_i} d\tau = \int \psi_0^2 \frac{\partial \mathrm{G}_u}{\partial \varphi_j} d\tau \qquad \text{et} \qquad \int \psi_0^2 \left|\overrightarrow{\mathrm{grad}_i \mathrm{G}_u}\right|^2 d\tau = \int \psi_0^2 \left|\overrightarrow{\mathrm{grad}_j \mathrm{G}_u}\right|^2 d\tau.$$

L'inégalité (12) est donc équivalente à (10″) et ceci prouve l'exactitude de (10′).

En conclusion, l'inégalité $\chi_{uu}^{+} > |\chi_{uu}^{\mathrm{L}}|$ ne peut jamais avoir lieu; elle ne peut donc être invoquée pour expliquer les cas expérimentaux de paramagnétisme indépendant de la température pour lesquels il convient de rechercher un autre mécanisme.

(1) J. Tillieu, *Ann. de Phys.*, 2, 1957, p. 471 et 631.
(2) J. H. Van Vleck, *The theory of electric and magnetic susceptibilities*, p. 275.
(3) J. Tillieu et J. Guy, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2222.
(4) P. W. Selwood, *Magnetochemistry* (2e édit.), p. 83.
(5) J. Tillieu et J. Guy, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1203.
(6) N. Bourbaki, *Éléments de mathématiques*, 1re partie, livre VI, chap. I, p. 11.

(Faculté de Pharmacie de Paris, Laboratoire de Physique moléculaire.)

MAGNÉTISME. — *Étude des propriétés magnétiques d'une série d'alliages nickel-cuivre.* Note (*) de MM. **André J. P. Meyer** et **Claude Wolff**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Nous avons repris l'étude des propriétés magnétiques d'une série d'alliages nickel-cuivre dont les titres établis à 0,1 % près s'échelonnent entre 0 et 35 % atomique de cuivre; ces alliages préparés au four à induction, à partir de nickel ex-carbonyle et de cuivre électrolytique, ont été recuits 250 h à 1000° C

sous vide, afin de réduire la ségrégation d'une phase plus riche en nickel [1]; l'homogénéité des alliages a été contrôlée par métallographie.

Sur ces alliages on a mesuré les températures de Curie θ par la variation thermique de l'aimantation spontanée et par la détermination de l'anomalie de chaleur spécifique au point de transition. Les résultats figurent au tableau ci-dessous :

Alliage % at. de cuivre.	0.	10.	15.	20.	30.	35.
θ°K	631 ± 2	512 ± 2	465 ± 2	411 ± 3	305 ± 3	270 ± 3
$\sigma_{\infty,0}$ (u. é. m. C. G. S.)	58,60 ±0,1	46,95 ±0,1	41,95 ±0,1	35,85 ±0,1	25,20 ±0,1	19,75 ±0,1

Le graphique 1 montre la variation de θ en fonction de la concentration en cuivre; θ décroît linéairement de 11°,1 par pour-cent atomique de Cu ajouté, dans le domaine de concentration étudié. L'extrapolation linéaire des températures de Curie vers θ = 0 correspond à une composition de 57,0 ± 0,5 % at. de cuivre.

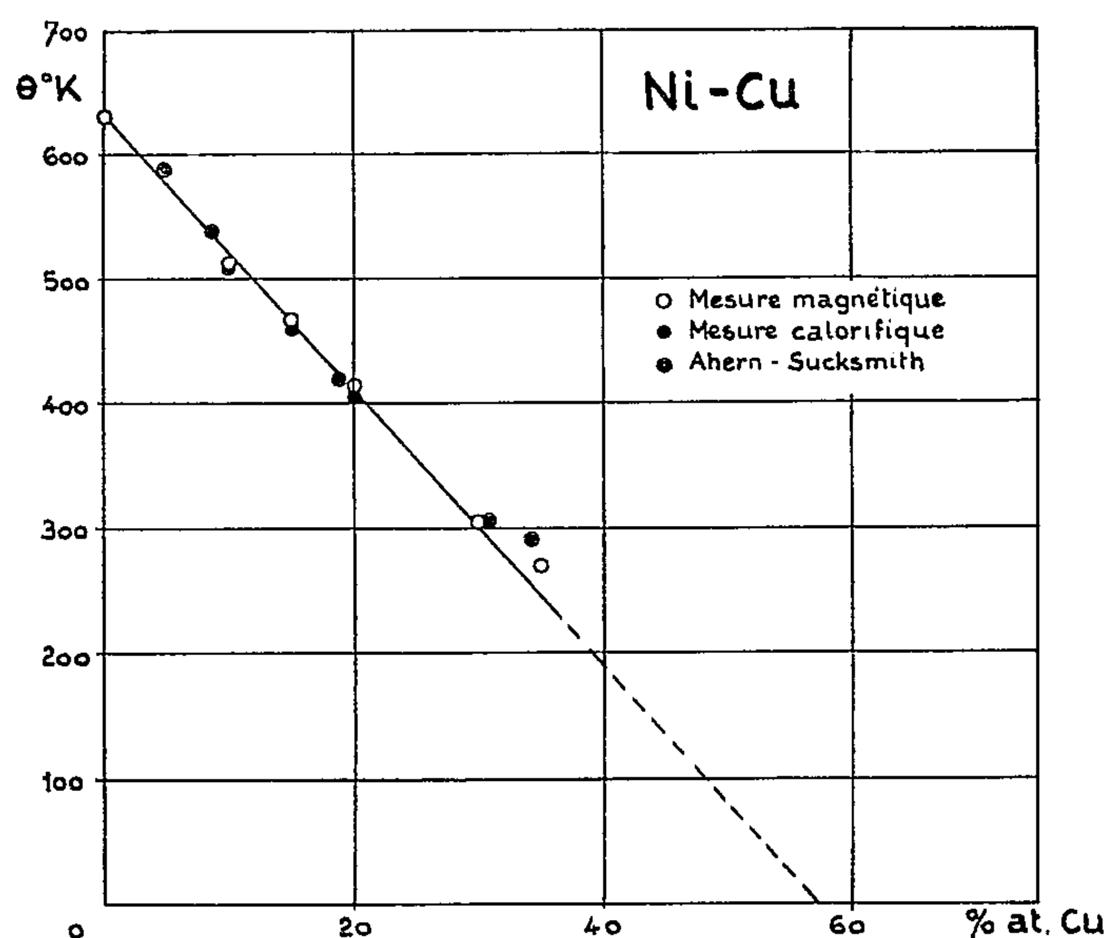


Fig. 1.

Les aimantations ont été mesurées en fonction du champ jusqu'à 26 000 Oe et en fonction de la température entre 100 et 293° K. Les mesures ont été faites par la méthode d'extraction [2] sur des ellipsoïdes de 8 et 4 mm d'axes. On a pu en dégager les résultats suivants :

A température constante, les aimantations en fonction du champ suivent dans la limite des erreurs une loi de la forme [3] :

$$\sigma_{H,T} = \sigma_{\infty,T}\left(1 - \frac{b}{H^2}\right) + \chi H.$$

L'aimantation à saturation $\sigma_{\infty,T}$ est obtenue par extrapolation linéaire vers $1/H^2 = 0$ des valeurs de $\sigma_{H,T}$ mesurées dans les champs inférieurs à 1 000 Oe. La variation en fonction de T de l'aimantation à saturation, dans l'intervalle de température exploré, obéit à une loi de la forme

$$\sigma_{\infty,T} = \sigma_{\infty,0}\left(1 - AT^{\frac{5}{2}}\right).$$

L'aimantation à saturation absolue est obtenue par extrapolation vers $T = 0$ de la droite $\sigma_{\infty,T} = f(T^{5/2})$. Les valeurs ainsi obtenues figurent au tableau ci-dessus, et sont portées en fonction de la concentration en cuivre des alliages dans le graphique 2.

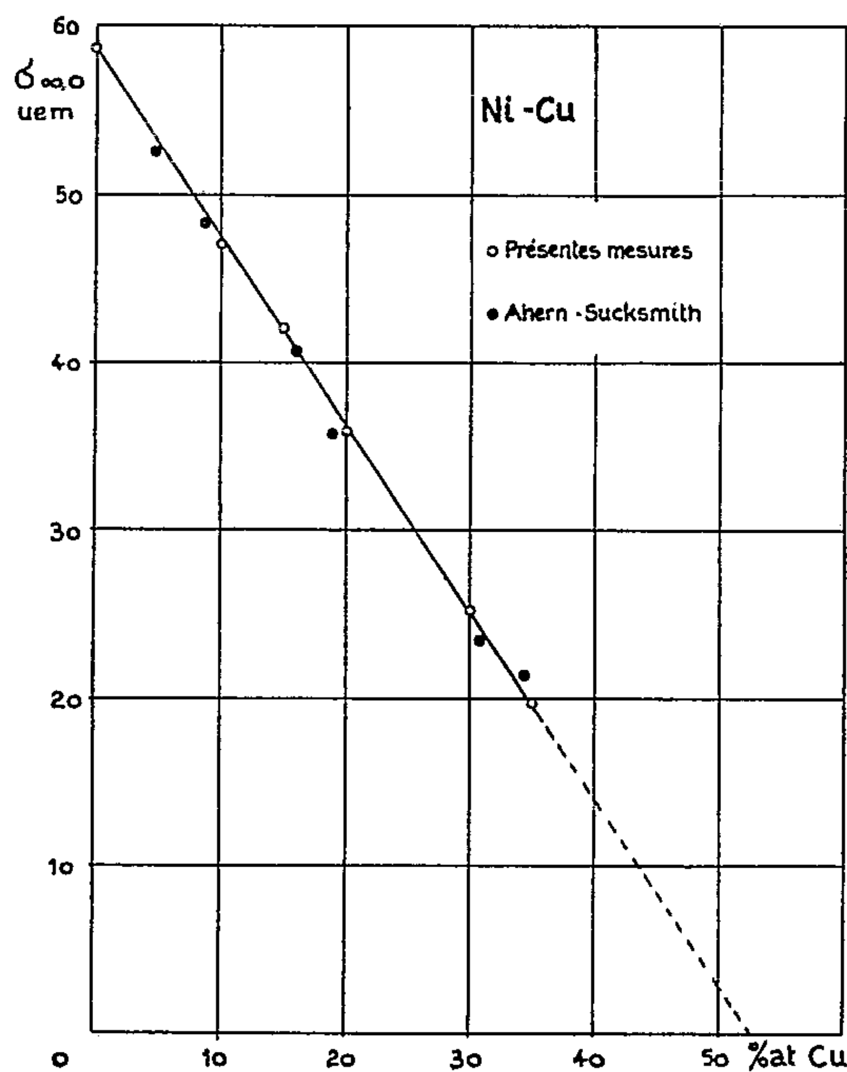


Fig. 2.

Comme les points de Curie, les aimantations décroissent linéairement avec la concentration en cuivre; cette décroissance serait de 1,17 μ_B pour 100 % de Cu. Rappelons que la pente obtenue par Alder ([4]) était de — 1,00 μ_B. L'extrapolation linéaire des aimantations à la saturation absolue vers $\sigma_{\infty,0} = 0$ correspond à une composition de $52,5 \pm 0,3$ % at. de cuivre.

Les aimantations spontanées, obtenues par extrapolation vers $H = 0$ des courbes isothermes $\sigma = f(H)$, ont permis de tracer le diagramme des états correspondants pour la série d'alliages étudiés (*fig.* 3). Les courbes s'éloignent de plus en plus de la courbe théorique tracée pour $j = 1/2$, très voisine de celle du nickel, au fur et à mesure que la concentration en cuivre augmente.

Ces résultats sont très différents de ceux donnés par Alder ([4]) et Marian ([5]) et en bon accord avec ceux obtenus récemment par Ahern et Sucksmith ([6]).

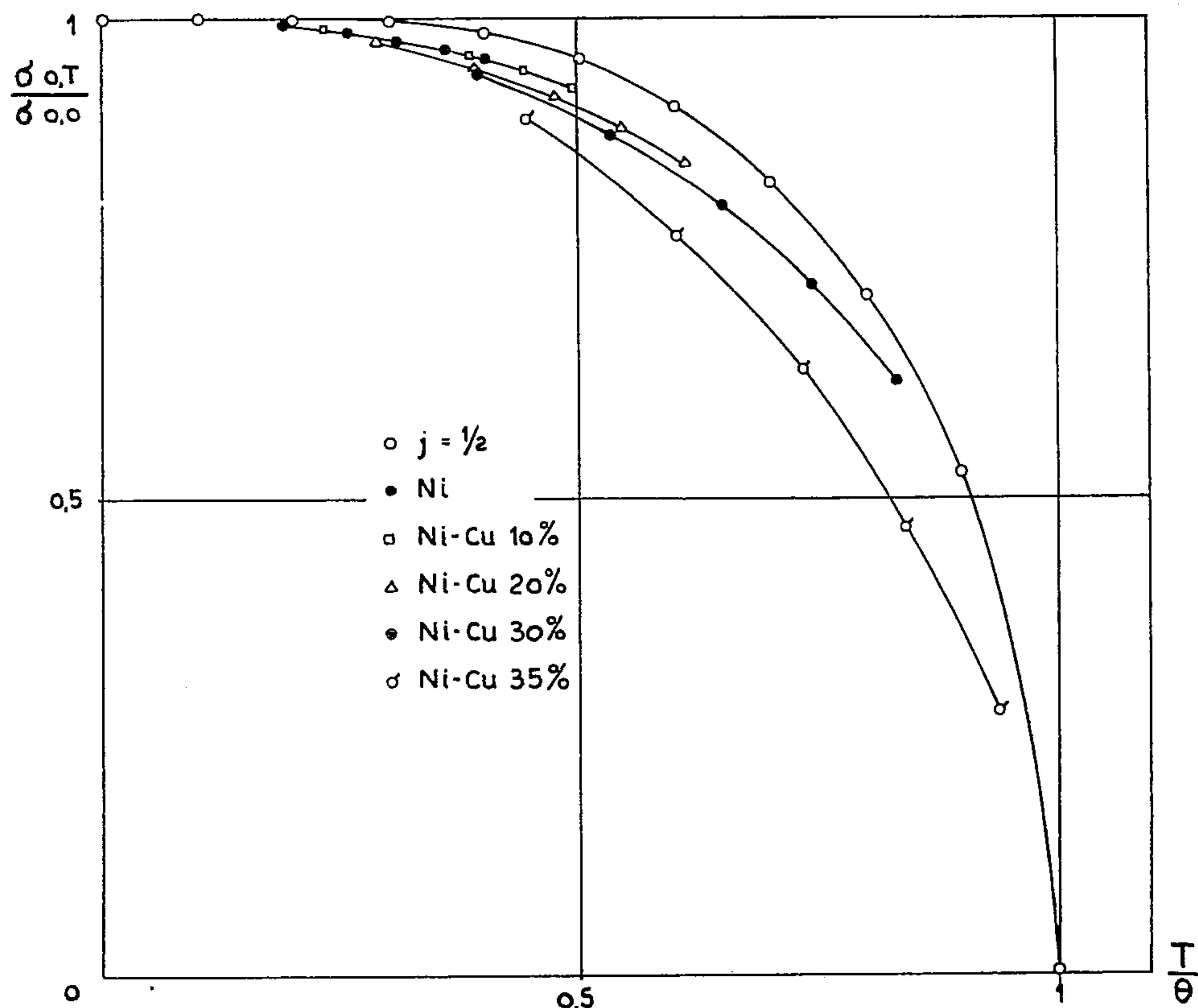


Fig. 3.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

([1]) Krupkowski, *Rev. de Métallurgie*, 26, 1929, p. 131 et 193.

([2]) H. Danan, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 73.

([3]) H. Danan et A. J. P. Meyer, *Colloque National de Magnétisme*, Strasbourg, juillet 1957.

([4]) Alder, *Thèse*, Zurich, 1916.

([5]) Marian, *Ann. Physique*, 11e série, 7, 1937, p. 459.

([6]) Ahern et Sucksmith, *Proc. Phys. Soc.*, B 69, 1956, p. 1050.

ÉLECTRONIQUE. — *Étude et compensation de l'inhomogénéité du champ magnétique d'un électroaimant.* Note (*) de MM. **Henri Benoit** et **Michel Sauzade**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. *Dispositif expérimental.* — Nous déplaçons une bobine exploratrice dans l'entrefer d'un électroaimant et utilisons un intégrateur photoélectrique décrit précédemment ([1]). Le fluxmètre ainsi réalisé nous donne

directement la variation de B_z composante du champ magnétique parallèle à l'axe des pièces polaires.

La réponse de cet instrument est rapide et, évaluée en fréquence, correspond à la bande 0,05 et 80 Hz lorsque l'impédance de la bobine exploratrice est inférieure à 3 000 Ω, ce qui est présentement le cas.

La bobine est montée sur un mandrin de plexiglass dont les dimensions extérieures sont : diamètre 10 mm, longueur 6,8 mm, conformément aux calculs de Herzog et Tischler ([2]). Elle comporte 9 440 tours de fil 4/100e, sa surface effective est de 2 600 cm^2 et sa résistance de 2100 Ω.

Un mécanisme à vis hélicoïdale fixé aux pièces polaires permet de déplacer la bobine dans l'entrefer, tout en lui assurant le maximum de stabilité. Un potentiomètre hélicoïdal monté sur l'axe de la vis attaque le tambour d'un enregistreur *xy*. L'autre entrée est commandée par la sortie de l'intégrateur et nous enregistrons ainsi automatiquement les valeurs de B_z le long d'un diamètre.

En déplaçant le système nous pouvons étudier les variations de B_z suivant des diamètres de différentes directions repérés par leur angle polaire θ, et dans des plans parallèles aux faces polaires repérés par leur distance z au plan de symétrie de l'entrefer.

Nous avons de même mesuré la variation de B_z le long de Oz en déplaçant une bobine de 4 000 cm^2 de surface effective, suivant la direction $z'z$ de l'axe des pièces polaires.

2. *Inhomogénéité du champ magnétique.* — Nous avons ainsi étudié le champ dans l'entrefer d'un électroaimant Beaudouin de série, dont les pièces polaires ont 20 cm de diamètre et dont l'entrefer est de 40 mm.

La figure 1 représente différents enregistrements obtenus dans les conditions suivantes :

Champ 3 200 gauss :

Courbe A : $\theta = 0°$, $z = 0$;

» B : $\theta = 0°$, $z = 4$ mm;

» C : $\theta = 90°$, $z = 0$.

Nous avons pu observer le minimum déjà décelé par d'autres expérimentateurs dans la répartition radiale de la composante B_z au voisinage du centre ([3]). Le minimum ne se produit pas rigoureusement au centre mécanique de l'appareil. De plus, le « trou » n'est, en général, pas symétrique : le maximum d'un côté est plus élevé que de l'autre. Cette dissymétrie va en croissant avec le champ et n'est pas reproductible; elle n'est donc pas uniquement due à un manque de parallélisme mécanique. Par contre, la position du minimum et la forme de la courbe au voisinage de ce minimum se reproduisaient d'une expérience à l'autre et nous n'avons pas pu retrouver l'influence des conditions d'établissement du courant, signalée par d'autres auteurs ([3]).

Nous avons pu, par contre, mettre en évidence une influence du mode de magnétisation. Si nous n'alimentons que les bobines montées sur une pièce polaire, la répartition du champ change considérablement. La figure 2 représente B_z avec les conditions suivantes :

Champ : 3 200 gauss :

Courbe A : dans le plan de symétrie;

» B : $z = +6$ mm (dans la direction des bobines magnétisantes);

» C : $z = -6$ mm (sur la figure 2 l'échelle verticale relative à la courbe C a été réduite dix fois).

Une symétrie électrique aussi parfaite que possible est donc recommandable pour obtenir un champ uniforme.

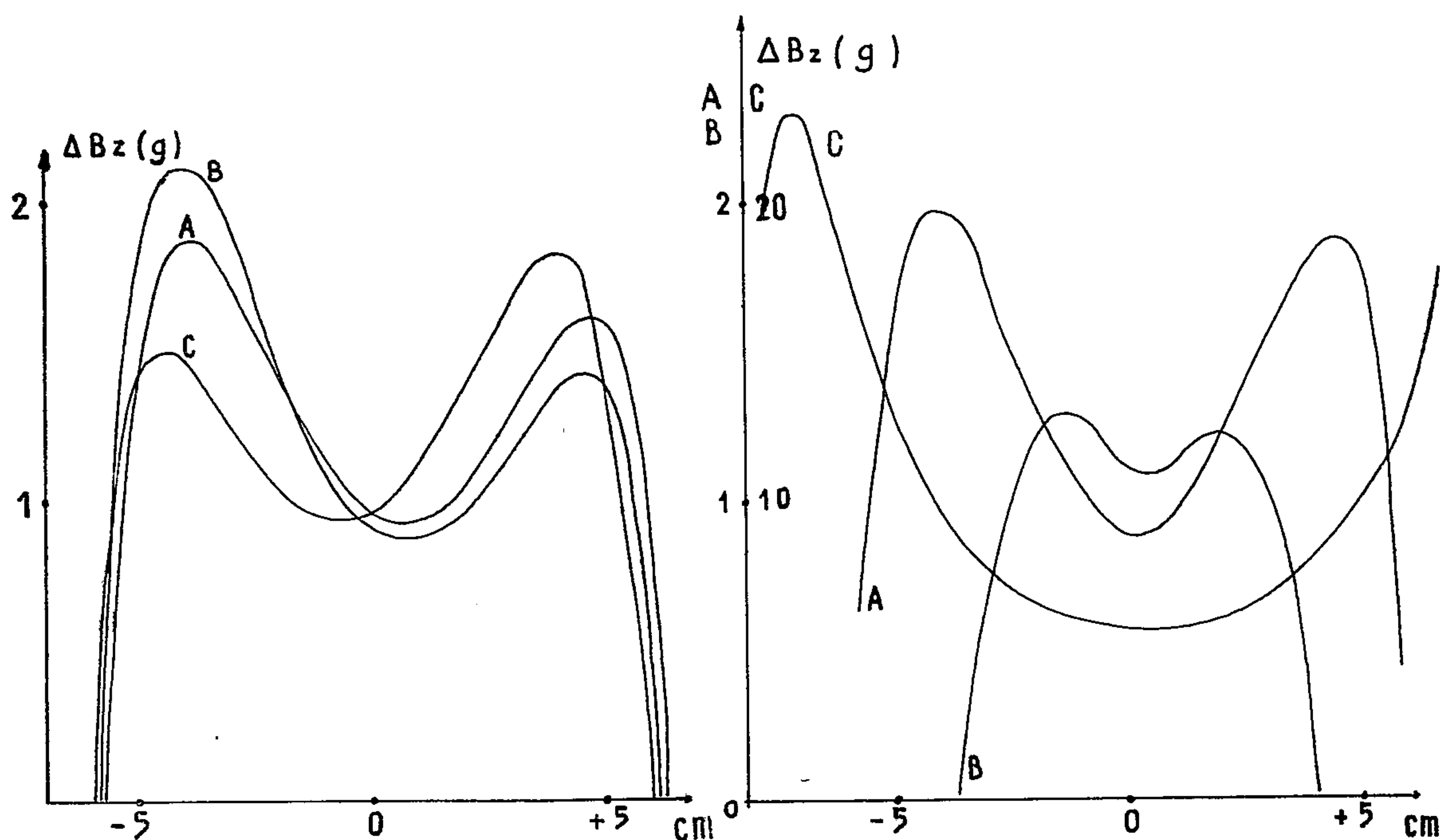


Fig. 1. Fig. 2.

3. *Compensation de l'inhomogénéité.* — Nous avons cherché à compenser cette inhomogénéité dans le plan de symétrie de l'entrefer par des bobines placées sur les pièces polaires.

Nous avons employé deux jeux de bobines concentriques, les premières de 35 mm de diamètre ont sept tours de fil 15/100e [d'après le calcul de Primas et Günthard [4]] et les secondes de 70 mm de diamètre ont 13 tours de fil 15/100e.

La figure 3 représente les résultats que nous avons obtenus avec des courants de compensation de 100 mA dans les premières et 87 mA dans les dernières.

4. *Conclusion.* — Nous avons constaté l'existence d'un minimum du champ magnétique au centre de l'entrefer d'un électroaimant et étudié les propriétés de sa répartition. Nous avons donné un moyen de corriger cette inhomogénéité par quatre bobines plates placées sur les pôles.

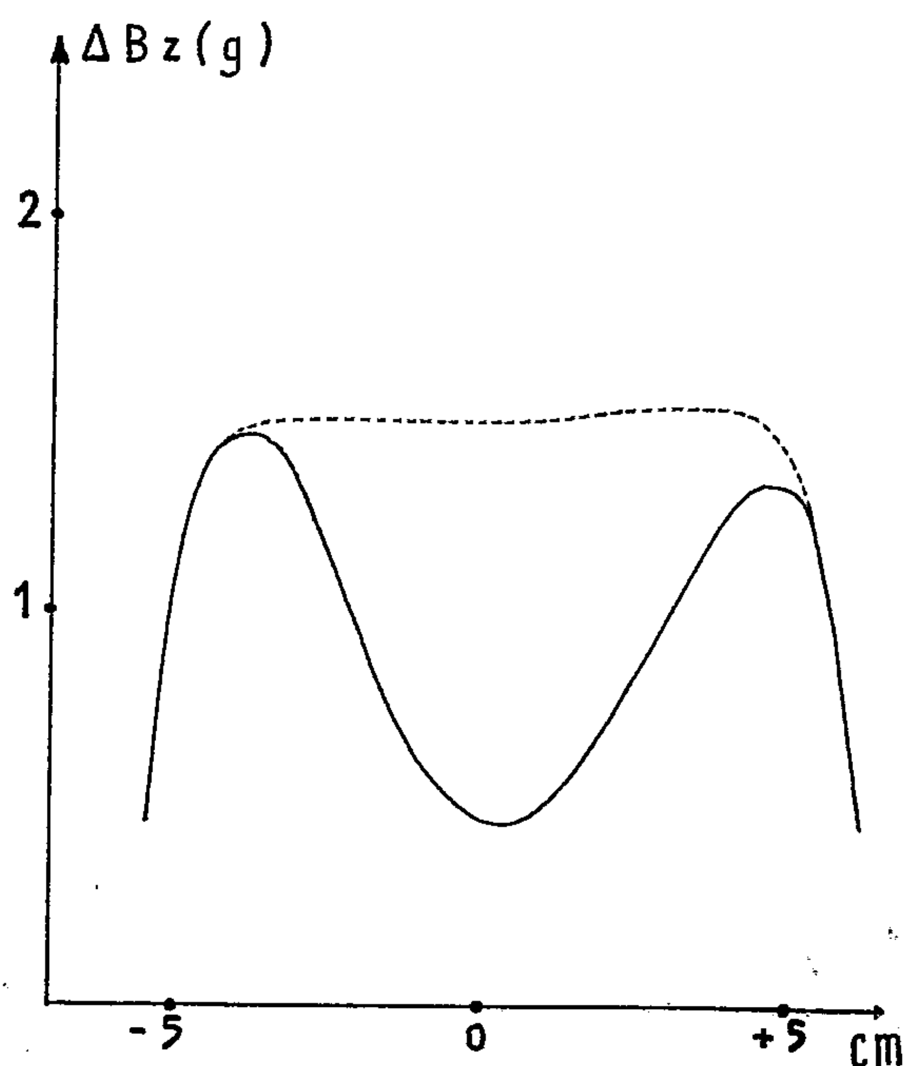


Fig. 3.

Nous obtenons ainsi le long d'un diamètre, sur une distance de 7 cm, un champ de 4 000 gauss, homogène à 10^{-5} près; l'étendue de cette zone favorable le long de Oz est d'environ 6 mm.

(*) Séance du 6 janvier 1958.
(1) *Comptes rendus* (à paraître).
(2) Herzog et Tischler, *R. S. I.*, 24, 1953, p. 1 000.
(3) Bowers, Phil, Kamper et Knight, *J. S. I.*, 34, 1957, p. 49.
(4) Primas et Günthard, *H. P. A.*, 30, 1957, p. 331.

(*Université de Paris, Laboratoire d'Electronique et de Radioélectricité Fontenay-aux-Roses (Seine) B.P. N° 9 Laboratoire de recherches de la R.N.U.R.*).

ÉLECTRONIQUE. — *Nouvelle méthode de réglage des circuits ultra haute fréquence d'un accélérateur linéaire d'électrons.* Note (*) de M. **Marcel Pillon**, présentée par M. Louis de Broglie.

La construction d'un accélérateur d'électrons pose le problème de l'adaptation d'un ensemble U. H. F. complexe dont la partie délicate est constituée

essentiellement par le guide accélérateur proprement dit, qui est une structure à forte dispersion. Les transitions entre cet élément et les guides rectangulaires d'amenée et d'évacuation de la puissance haute fréquence sont du type bouton de porte et offrent deux paramètres de réglage.

La proximité des différents modes de résonance tous très étroits, rend l'adaptation délicate avec la technique courante du banc d'onde stationnaire classique. Nous exposons ici une méthode de réglage plus simple et plus rapide, mettant en œuvre le banc de mesure dynamique mis au point par M. R. Olivier (1), et décrit par lui au Congrès hyperfréquences du mois d'octobre 1957.

Principe des mesures. — L'élément fondamental du banc de mesure dynamique est un tube oscillateur carcinotron, associé à un circuit de régulation de la puissance de sortie. On peut ainsi disposer d'une puissance constante à ± 2 dB dans tout l'intervalle 2 000 à 4 000 MHz. Il est en outre possible de moduler en fréquence cet oscillateur dans une gamme qui peut aller de quelques mégahertz à la totalité de la bande du générateur.

En associant à ce générateur U. H. F. modulé en fréquence, un coupleur directif dans le sens retour, nous réalisons un mesureur dynamique de taux d'onde stationnaire à lecture directe bien adapté à la solution de notre problème. Il suffit pour cela d'appliquer au balayage horizontal d'un oscillographe la dent de scie de modulation du carcinotron, et sur l'amplificateur vertical le courant détecté à la sortie du coupleur. Pour étalonner le dispositif, il suffit de repérer les taux d'onde stationnaire 1 à ∞ à l'aide d'une charge adaptée et en laissant le générateur débiter en circuit ouvert. La courbe de détection du cristal utilisé, duement contrôlée, permet alors de tracer une échelle de valeurs du taux d'onde stationnaire qu'on peut reporter sur les oscillogrammes qui, tels celui donné figure 1 représentent alors les courbes du taux d'onde stationnaire en fonction de la fréquence.

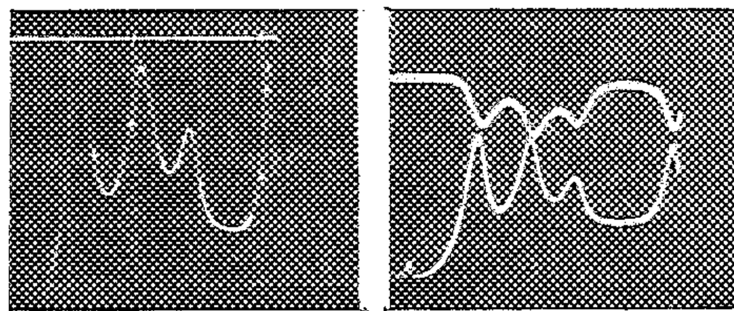


Fig. 1.

Si l'on place aussi une sonde à la sortie du dispositif étudié, on peut tracer simultanément la courbe de la puissance haute fréquence transmise; on a donc un moyen de vérifier l'adaptation du système. Un ondemètre à absorp-

tion à forte surtension nous permet de mesurer la fréquence du mode principal. Le montage expérimental est le suivant (*fig.* 2).

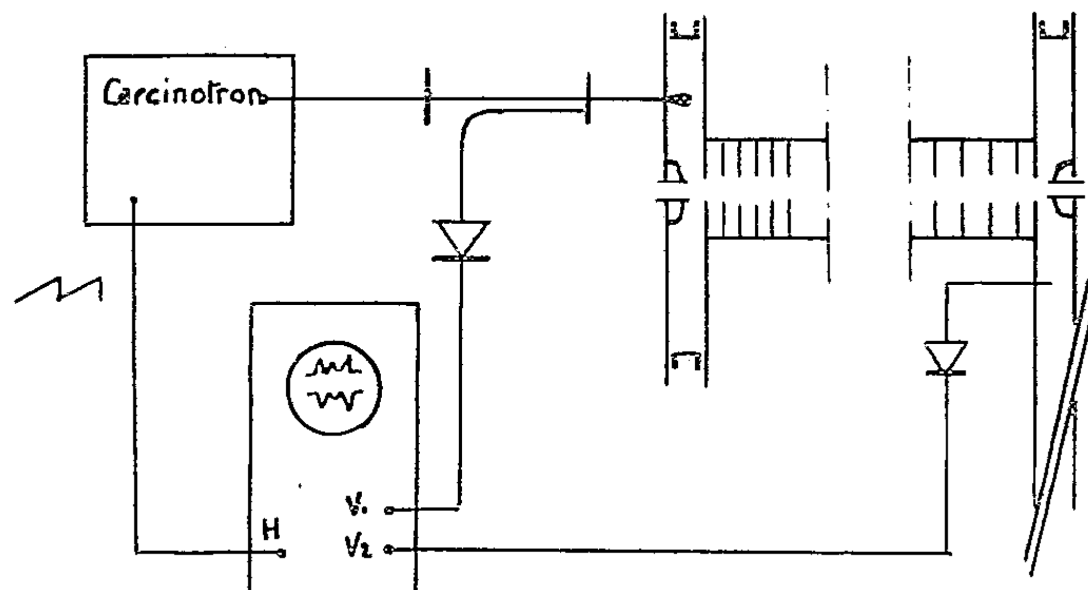
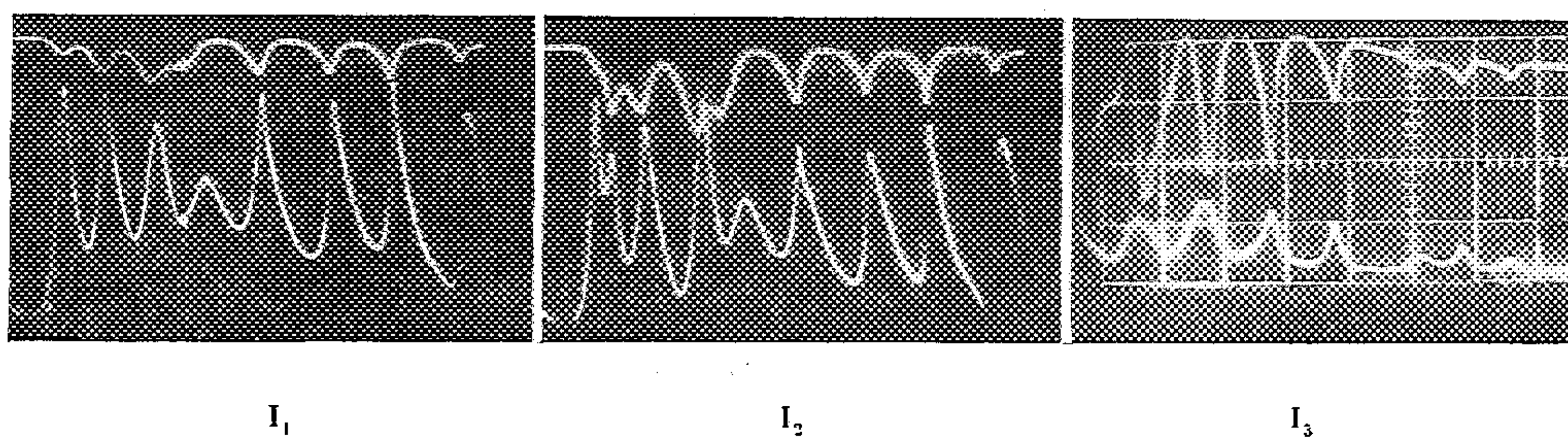


Fig. 2.

Réglage de l'adaptation. — Nous cherchons à exciter dans le guide accélérateur le mode fondamental seul. C'est l'idéal malheureusement inaccessible et nous devrons nous contenter de favoriser au maximum ce mode et atténuer le plus possible les modes parasites voisins. Le guide ne peut être dissocié des éléments annexes d'amenée et d'évacuation de la puissance haute fréquence. Nous agissons sur les deux paramètres de réglage des transitions « bouton de porte » pour essayer d'obtenir le résultat recherché.

Les diverses séries d'enregistrements photographiques qui suivent illustrent les diverses étapes du réglage de l'adaptation.

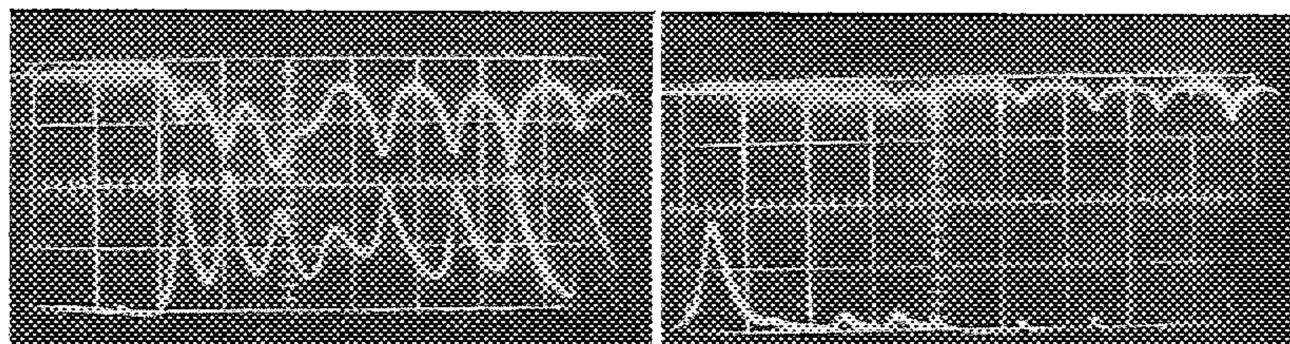
1° Influence de l'enfoncement du tube central du bouton de porte d'entrée. Si le tube est complètement enfoncé, les premières cavités du guide accélérateur sont très fortement perturbées, ce qui se traduit par la suppression presque totale des premiers modes. Notons l'extrême sensibilité de ce réglage : sur les deux enregistrements I_1 et I_2, l'enfoncement diffère de moins de 1 mm. On remarque que si le premier mode est peu perturbé, les suivants sont très différents.



I_1 I_2 I_3

2° Position du piston de court-circuit du guide d'amenée. L'énergie circulant dans le guide rectangulaire qui n'est pas passée dans le guide

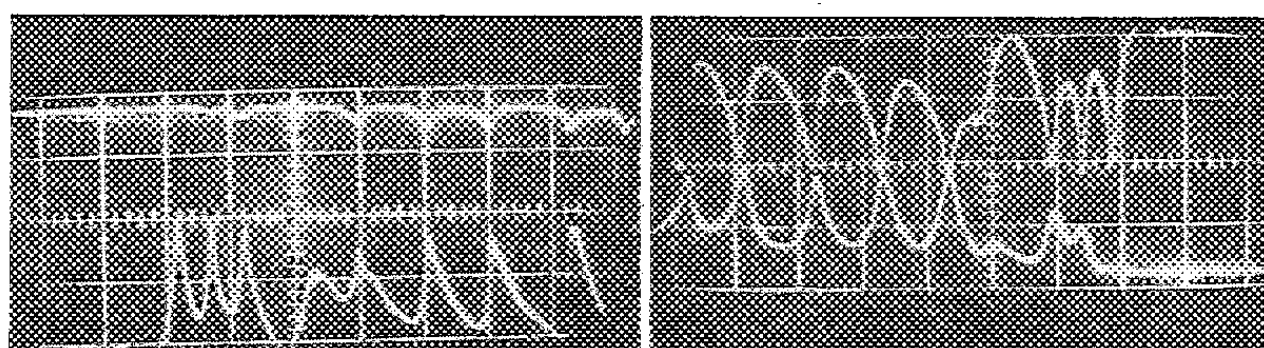
accélérateur se réfléchit sur le piston et en arrivant au niveau de la transition peut se trouver en phase ou en opposition avec l'énergie incidente, on peut donc en agissant sur le régime du guide d'entrée, régler le passage d'énergie dans le guide accélérateur (*fig.* III_1 et III_2).



II_1 II_2

Les deux enregistrements photographiques de la puissance transmise et du taux d'onde stationnaire montrent les deux cas ci-dessus. Le taux d'onde stationnaire est très grand et aucune énergie n'est transmise, ou le taux d'onde stationnaire se rapproche de 1, la puissance transmise devient notable et l'on remarque que les deux courbes sont très semblables.

3° Tube central du bouton de porte de sortie. La perturbation apportée au guide accélérateur est aussi sensible que pour l'entrée, mais porte sur d'autres modes (*fig.* III_1 et III_2).



III_1 III_2

4° Le piston de court-circuit du guide de sortie a un effet indépendant de la fréquence et agit surtout sur la puissance transmise à la charge adaptée. Une certaine partie de l'énergie ayant été dissipée dans le guide accélérateur, la position de ce piston ne modifie que peu la courbe du taux d'onde stationnaire en fonction de la fréquence relevée à l'entrée de l'ensemble du circuit U. H. F.

Conclusion. — Par cette méthode dynamique à lecture directe, on peut séparer les effets des divers paramètres de réglage. D'autre part, la déformation lente et continue des courbes observées quand on effectue progressivement un réglage permet de se placer toujours dans les conditions

optima qui risqueraient de passer inaperçues dans des mesures discontinues au banc d'onde stationnaire.

Nous avons pu par ce moyen adapter le guide sur le mode pour lequel il a été calculé, avec un taux d'onde stationnaire inférieur à 1,08 tandis que les modes les plus voisins offraient des taux d'ondes stationnaires respectivement de 1,17, 2,15 et 5 environ.

(*) Séance du 20 janvier 1957.
(1) *Onde électrique*, novembre 1956.

ÉLECTRONIQUE. — *Instabilité transversale des faisceaux électroniques.* Note de M. BERNARD EPSZTEIN, présentée par M. Camille Gutton.

De nombreux auteurs ont étudié les oscillations *longitudinales* des faisceaux électroniques dans un espace de glissement. Ces ondes de plasma découvertes par Ramo se comportent, par rapport à un observateur se mouvant avec le faisceau, comme des ondes stables de compression.

L'objet de la présente communication est de montrer qu'il existe aussi, tout au moins dans les faisceaux minces, des vibrations *transversales* et que ces vibrations sont en général instables. L'existence de cette propriété a déjà été signalée pour les faisceaux plats dans une publication antérieure (1). Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

En l'absence de toute compensation de la charge d'espace continue par des ions, et de tout champ électrique ou magnétique appliqué, les déformations transversales d'un faisceau plat croissent exponentiellement dans le temps. Les petits déplacements transversaux du faisceau sont de la forme

$$\delta y = \delta y_0 \, e^{\pm \Omega_p t}.$$

Les signes + et — correspondent l'un à une onde amplifiée, l'autre à une onde atténuée, la constante Ω_p étant égale à la fréquence de plasma réduite dans le cas où le faisceau est loin de toute électrode. En présence de plans métalliques parallèles au faisceau, l'instabilité est accrue par les charges images.

Le cas qui sera plus spécialement étudié ici est celui, très important en pratique, des faisceaux cylindriques de révolution. Pour établir simplement l'existence des vibrations transversales, nous examinerons d'abord le modèle suivant : le faisceau est constitué par une file d'électrons équidistants, tous situés sur l'axe Ox à l'état de repos. On applique au faisceau une petite perturbation transversale dans la direction Oy. On suppose cette perturbation sinusoïdale de longueur d'onde Λ dans le faisceau. Les coordonnées des électrons

s'écrivent

$$x = np, \qquad y = \delta \sin \frac{2\pi np}{\Lambda}, \qquad z = 0,$$

p étant la distance au repos entre électrons successifs.

Le champ agissant sur l'électron de rang m est alors

$$\begin{aligned} E_m = E_{ym} &= -\left[\sum_{n=-\infty}^{n=m-1} + \sum_{n=m+1}^{n=\infty}\right] \frac{e\delta\left(\sin\frac{2\pi mp}{\Lambda} - \sin\frac{2\pi np}{\Lambda}\right)}{4\pi\varepsilon_0 |m-n|^3 p^3} \\ &= -\frac{e\delta \sin\frac{2\pi mp}{\Lambda}}{2\pi\varepsilon_0} \sum_1^\infty \frac{1-\cos\frac{2\pi np}{\Lambda}}{n^3 p^3} \end{aligned}$$

en négligeant les termes non linéaires ceci donne pour l'équation du mouvement

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -eE = \frac{e^2 y}{\pi\varepsilon_0} \sum_1^\infty \frac{\sin^2\frac{\pi np}{\Lambda}}{n^3 p^3}$$

d'où des mouvements de la forme

$$y = y_0 e^{\pm\Omega t}, \qquad \text{avec} \quad \Omega^2 = \frac{e^2}{\pi\varepsilon_0} \sum_1^\infty \frac{\sin^2\frac{\pi np}{\Lambda}}{n^3 p^3}.$$

Si, pour le même modèle, on calcule les oscillations longitudinales stables de plasma, on constate que Ω est lié à la pulsation de plasma réduite Ω_p par la relation $\Omega_p^2 = 2\Omega^2$.

Le cas général d'un faisceau de rayon non nul sera traité en considérant une perturbation de la forme $\delta r = \delta r_0 e^{j(\theta - \Gamma z)} f(t)$. On suppose que la densité de charge à l'intérieur du faisceau demeure constante mais qu'il existe sur la surface du faisceau une couche de densité superficielle

$$\sigma = \rho_0 \delta_{n(n=a)},$$

avec ρ_0 densité de charge et a rayon du faisceau. Dans ces conditions

$$\frac{\partial^2 \delta r(a)}{\partial t^2} = -\frac{\Omega_0^2}{2} \frac{I'_1(\Gamma a) K_1(\Gamma a) + I_1(\Gamma a) K'_1(\Gamma a)}{I'_1(\Gamma a) K_1(\Gamma a) - I_1(\Gamma a) K'_1(\Gamma a)}, \qquad \text{avec} \qquad \Omega_0^2 = \frac{e}{m} \frac{\rho_0}{\varepsilon_0},$$

I_1 et K_1 fonctions de Bessel modifiées,

$$I'_1(z) = \frac{\partial I_1(z)}{\partial z}, \qquad K'_1(z) = \frac{\partial K_1(z)}{\partial z} \qquad (r, \text{ constante de propagation}).$$

Si le faisceau est animé d'une vitesse v_0, il en résulte un gain approximatif

(en népers par unité de longueur)

$$g = \frac{\Omega_0 \Gamma a}{2 v_0} \sqrt{L_n \frac{2}{\gamma \Gamma a}} \qquad \text{pour} \quad \Gamma a < 1 \qquad (\gamma = 1{,}78),$$

$$g = \frac{0{,}28\,\Omega_0}{v_0} \qquad \text{pour} \quad 1 < \Gamma a < 3.$$

$$g = \frac{\Omega_0}{2 v_0 \sqrt{\Gamma a}} \qquad \text{pour} \quad \Gamma a > 3.$$

Cette instabilité n'a guère pu jusqu'à présent être observée parce qu'elle est masquée par la dispersion statique du faisceau et parce que, dans de nombreux cas, la charge d'espace statique est partiellement ou même totalement compensée par la présence d'ions résiduels. Il semble cependant que ce phénomène soit la cause des anomalies décrites par Boersch (²) dans un cas particulier. Il s'agit d'un faisceau de microscope électronique pour lequel on a relevé une température d'agitation thermique très élevée (elle dépasse parfois 10 000 °K). Il est possible, grâce au type d'instabilité qui vient d'être étudié, d'expliquer au moins qualitativement tous les aspects des essais de Boersch. Il en résulte une nouvelle limitation du pouvoir séparateur dans les systèmes d'optique électronique.

(¹) B. Epsztein, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1425.
(²) H. Boersch, *Z. Physik*, 139, 1954, p. 115-146.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Discontinuités dans les courbes d'activation par réactions* $^{12}C(\gamma, n)^{11}C$ et $^{27}Al(\gamma, n)^{26}Al$. Note (*) de MM. **Robert Basile** et **Mark Gusakow**, transmise par M. Frédéric Joliot.

Certaines divergences dans les résultats concernant la réaction $^{12}C(\gamma, n)^{11}C$ [(¹) à (⁴)] ayant été signalées, nous nous sommes proposé de vérifier ceux-ci.

L'étude a été faite avec le bêtatron Brown-Boveri du Laboratoire de Synthèse atomique d'Ivry; les neutrons des réactions (γ, n) ont été détectés par des compteurs à BF_3 enrichis et le flux de photons mesuré à l'aide de la chambre d'ionisation C. I. P. E. G. (⁵) qui a déjà été utilisée pour les expériences faites avec le bêtatron de Villejuif (⁶), (⁷), (⁸).

Nous servant de l'énergie du seuil de la réaction $^{12}C(\gamma, n)^{11}C$, très bien connue : $18{,}73 \pm 0{,}03$ MeV (⁹) comme étalonnage, nous avons trouvé une énergie maxima extrapolée pour le bêtatron de $33{,}4 \pm 0{,}05$ MeV.

Nous avons ensuite observé des discontinuités aux énergies suivantes : $19{,}5 \pm 0{,}05$, $20{,}15 \pm 0{,}05$, $20{,}8 \pm 0{,}05$ et $21{,}4 \pm 0{,}05$ MeV.

Il est possible, mais nos mesures ne nous permettent pas de l'affirmer, qu'il y ait une discontinuité vers 19,1 MeV.

Ces résultats, avec les résultats antérieurs d'autres auteurs, sont résumés dans le tableau .

Discontinuités dans la courbe d'activation par réaction $^{12}C(\gamma, n)^{11}C$.

Katz et al. (1).	Spicer et Penfold (2).	Jamnik (3).	Basile et Gusakow.
19,3 ± 0,05 MeV	19,10 ± 0,05 MeV	19,14 ± 0,04 MeV	(19,1) MeV
19,8 ± 0,05 »	19,55 ± 0,05 »	19,60 ± 0,04 »	19,5 ± 0,05 »
20,1 ± 0,05 »			20,15 ± 0,05 »
20,5 ± 0,05 »			20,8 ± 0,05 »
20,7 ± 0,05 »			21,4 ± 0,05 »
21,1 ± 0,05 »			
21,6 ± 0,05 »			
22,4 ± 0,05 »			
22,8 ± 0,05 »			

La discontinuité à 22,8 MeV, signalée par Katz et al. (1), n'a pas été observée dans ce travail malgré une recherche spéciale, ce qui peut expliquer

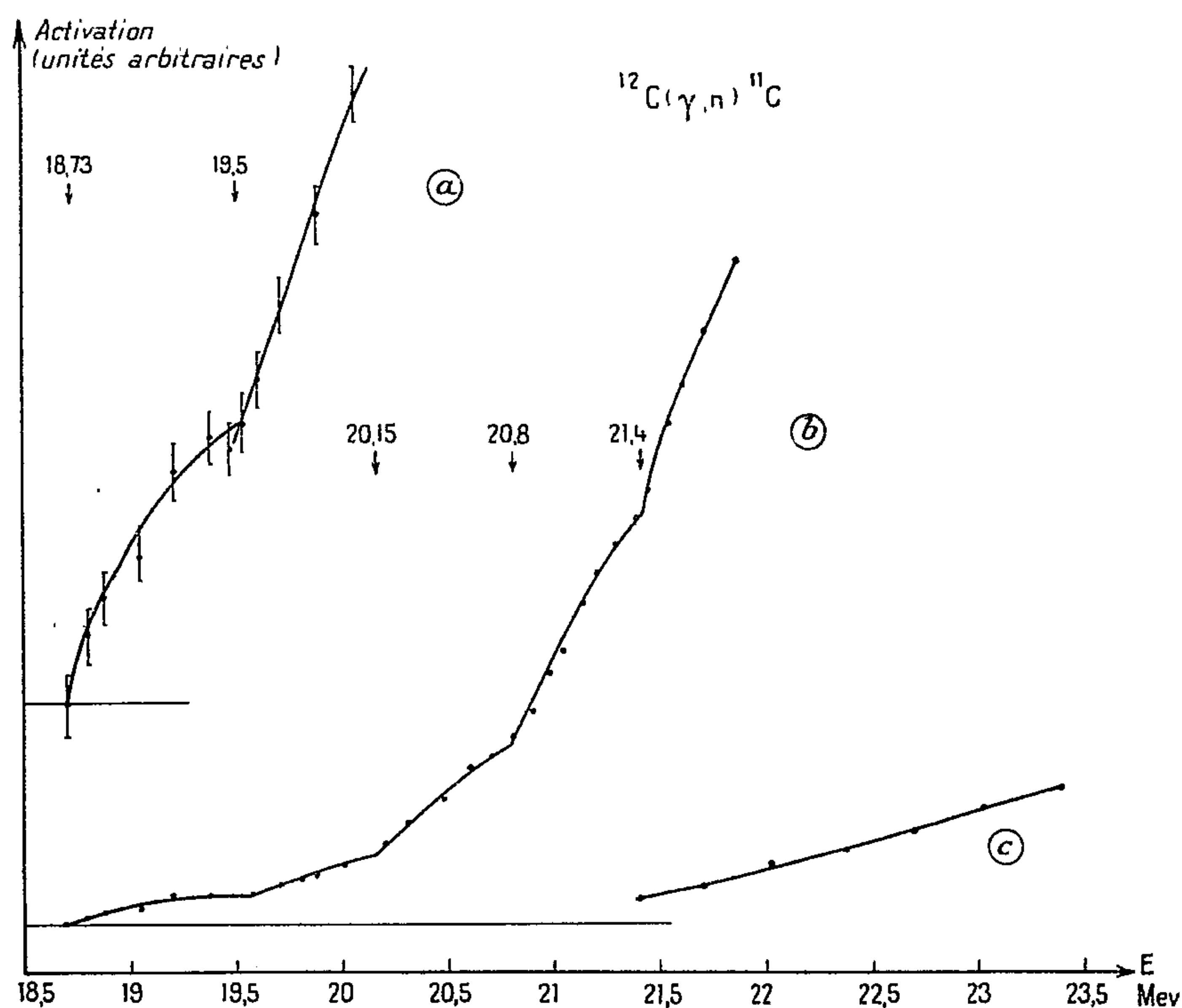


Fig. 1. — Courbe d'activation du carbone.
a, voisinage du seuil; *b*, discontinuités importantes; *c*, zone de 22,8 MeV.

le résultat négatif de l'expérience de C. Tzara (4). Il est possible que cette discontinuité ne corresponde pas à un niveau réel du noyau composé, mais que

son apparition soit provoquée par des effets de saturation sur les bêtatrons Allis-Chalmers à ces énergies très proches de leur énergie maximum.

Étude de l'aluminium. — Nous avons pu déterminer le seuil de la réaction $^{27}Al(\gamma, n)\,^{26}Al$ directement (*fig.* 2*a*) et par extrapolation de la droite représentant la racine carrée de l'activation en fonction de l'énergie (*fig.* 2*c*).

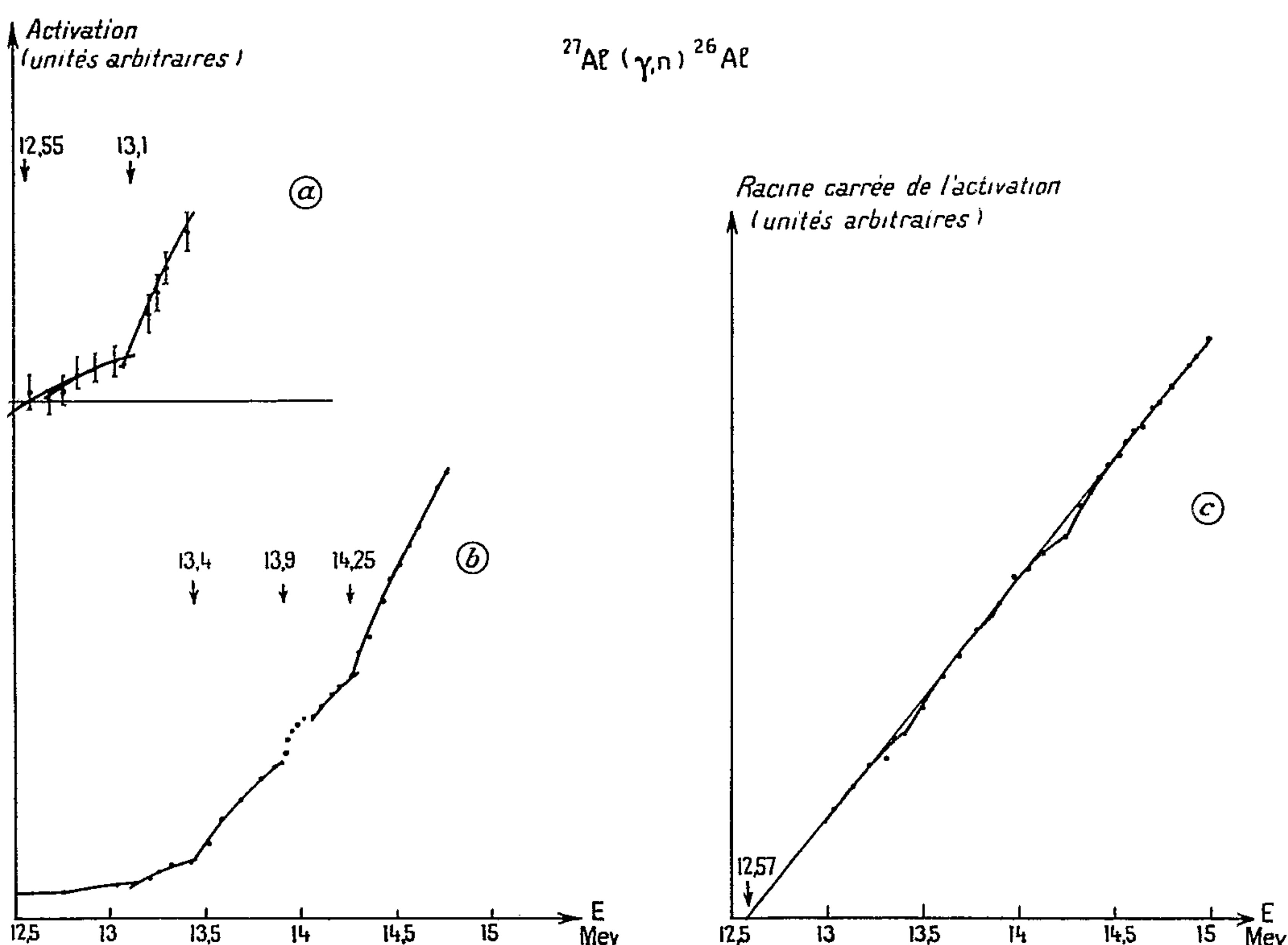


Fig. 2. — Courbe d'activation de l'aluminium.
a, voisinage du seuil; *b*, discontinuités; *c*, racine carrée de l'activation.

Les résultats sont concordants et nous avons obtenu 12,55 ± 0,100 MeV.

La valeur indiquée par Sher, Halpern et Mann (10) est 12,75 ± 0,2 MeV.

Cependant, les données les plus récentes sur les masses des noyaux ^{27}Al et ^{26}Al (11) conduisent à un seuil de 13,05 ± 0,1 MeV. La différence entre cette valeur et notre résultat expérimental est trop grande pour être dûe à des erreurs. Nous nous proposons d'étudier plus particulièrement le problème du seuil de l'aluminium pour essayer d'expliquer cette divergence.

D'autre part, nous avons observé des discontinuités dans la courbe d'activation aux énergies suivantes : 13,1 ± 0,05, 13,4 ± 0,05, 13,9 ± 0,05 et 14,25 ± 0,05 MeV, ce qui confirme et étend les résultats obtenus par l'un de nous (R. B.) sur ^{31}P et ^{35}Cl (6), (7), (8) au sujet des discontinuités dans les éléments moyens.

Là encore, nous n'avons pu observer aucune discontinuité dans les énergies élevées voisines du maximum de la résonance géante.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) L. Katz, R. N. H. Haslam, R. J. Horsley, A. G. W. Cameron et R. Montalbetti, *Phys. Rev.*, 95, 1954, p. 464.
(2) B. M. Spicer et A. S. Penfold, *Phys. Rev.*, 100, 1955, p. 1375.
(3) D. Jamnik, *Nuclear Instruments*, 1, 1957, p. 324.
(4) C. Tzara, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2340.
(5) C. Schuhl, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 97 A.
(6) R. Basile et C. Schuhl, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2399.
(7) C. Schuhl et R. Basile, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2512.
(8) R. Basile, C. Schuhl et W. Sebaoun, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 387.
(9) F. Ajzenberg et T. Lauritsen, *Rev. Mod. Phys.*, 27, 1955, p. 77.
(10) R. Sher, J. Halpern et A. K. Mann, *Phys. Rev.*, 84, 1951, p. 387.
(11) J. Mattauch et F. Everling, *Progress in nuclear physics*, 6, p. 223, Pergamon Press, 1957.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sections efficaces d'absorption des particules de grande énergie par les noyaux et sections efficaces d'interaction avec les nucléons liés.* Note de M. **Georges Philbert**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Le rôle de la distance d'interaction nucléaire dans la détermination théorique des sections efficaces d'absorption par les noyaux complexes est de nouveau discuté. D'autre part, l'étude des valeurs expérimentales permet de conclure provisoirement à une influence de la liaison sur les sections efficaces de diffusion inélastique par les nucléons individuels.

Dans une Note précédente (1) (désignée par I), nous avons discuté le mode de calcul des sections efficaces d'absorption des particules de grande énergie par les noyaux; nous avons également donné un certain nombre de résultats numériques. Depuis l'époque de parution de cette Note, les résultats ont été étendus au cas de nouveaux noyaux. D'autre part, la méthode utilisée a été reprise indépendamment par plusieurs auteurs; enfin des données expérimentales nouvelles ont été publiées. Il paraît donc utile de compléter le travail préliminaire.

1. Résultats numériques. — Les sections efficaces d'absorption σ_a ont été calculées (2) pour les noyaux ^{8}Be, ^{12}C, ^{40}Ca, ^{59}Co, ^{122}Sb, ^{209}Bi, $(Br\text{-}Ag)^{93}$ et les sections élémentaires $\bar{\sigma}_b = (20\text{-}30\text{-}40\text{-}50\text{-}100\text{-}150).10^{-27}\,\text{cm}^2$ $[\bar{\sigma}_b = (A - Z)\sigma_n^b + Z\sigma_p^b$ où σ_p^b et σ_n^b représentent respectivement les sections efficaces élémentaires d'interaction avec un proton lié et avec un neutron lié]. Ces valeurs de σ_a sont utilisées dans la discussion du paragraphe 3.

2. Distance d'action des forces nucléaires. — La plupart des auteurs choisissent pour la fonction F représentant l'étendue du domaine d'interaction de

la particule incidente avec un nucléon qui apparaît dans la formule

$$\sigma_a = \int_0^{\infty} \left\{ 1 - \exp\left[\int_{-\infty}^{+\infty} ds \int \bar{\sigma}_b \, F(\vec{r} - \vec{r}') \, \rho(r') \, d^3(r') \right] \right\} 2\pi b \, db \quad (^2)$$

une fonction différente d'une fonction δ. Nous avions fait remarquer dans I que, si les particules incidentes sont des nucléons ou des pions, la distance d'action des forces nucléaires est contenue dans la répartition nucléonique déduite des expériences de Hofstadter; nous proposions donc de poser $F = \delta$. D'après un travail récent de Chrétien et al., ([4]), le rayon définissant l'absorption ($r = 1{,}08 \,.\, 10^{-13}$ cm) serait légèrement plus grand que celui se déduisant du rayon r. m. s. électromagnétique $\langle r \rangle_{\text{r. m. s.}} = 0{,}80 \,.\, 10^{-13}$ cm. L'identification $F = \delta$ ne serait donc pas rigoureuse; elle reste cependant une approximation suffisante dans le cas des interactions de pions et de nucléons. Au contraire, elle n'est probablement plus valable si les particules incidentes sont des antiprotons; une fraction seulement de la distance d'action des forces nucléon-antinucléon est contenue dans la répartition nucléonique : à savoir celle qui définit le rayon électromagnétique du proton.

3. Influence de la liaison sur la section efficace d'absorption par un nucléon. — 1° *Résultats expérimentaux.* — Nous avons attiré l'attention dans I sur le fait que la réduction par la liaison de la section efficace d'interaction d'une particule avec un nucléon due à l'interdiction de certaines collisions élastiques devait porter à la fois sur la probabilité de diffusion inélastique et sur celle de diffusion élastique. Les données expérimentales sont actuellement suffisamment nombreuses pour qu'un examen précis de cette question mérite d'être tenté. Les conclusions sont provisoires pour trois raisons : *a.* l'imprécision des données expérimentales; *b.* les difficultés du calcul exact du coefficient d'interdiction; *c.* la correction relative à l'effet de l'interaction coulombienne sur les valeurs des sections efficaces.

Nous avons porté dans le tableau II les sections efficaces d'absorption expérimentales et les sections efficaces d'interaction élémentaire $\bar{\sigma}_b$ de la particule incidente (pion ou nucléon) qui s'en déduisent. Dans le cas des particules chargées nous tenons compte de l'interaction coulombienne suivant la proposition de Cassels et de Courant :

$$\sigma_a^{\pm} = \sigma_a^0 \left(1 \pm \frac{Ze^2}{2Rp\beta} \right),$$

où $\sigma_a^{\pm}$ est la section efficace d'absorption d'une particule chargée positive (ou négative), σ_a^0 la section efficace d'absorption d'une particule neutre et R le rayon nucléaire classique ($R = R_0 A^{1/3}$ avec $R_0 = 1{,}3 \,.\, 10^{-13}$ cm).

Les rapports $\bar{\sigma}_b / \bar{\sigma}_f$ ($\bar{\sigma}_f$ est la moyenne pondérée des sections efficaces d'interaction élémentaire avec un nucléon libre) sont dans presque tous les cas de l'ordre de 0,80. C'est à peu près le résultat que donne le calcul du coeffi-

cient d'interdiction pour les diffusions élastiques dans l'approximation, évidemment très insuffisante, d'un gaz de Fermi et d'un nucléon lié immobile. Les données relatives à l'absorption des pions négatifs de 1,5 BeV paraissent aberrantes. La raison en est peut-être que la section efficace d'interaction π^--neutron donnée dans la littérature est inexacte.

Le résultat suggère que l'hypothèse avancée précédemment doit être retenue : *l'absorption d'une particule de grande énergie par un nucléon lié est différente de celle de la même particule par un nucléon libre*, la différence entre les deux processus provenant de la modification introduite dans la figure de diffraction par la liaison.

TABLEAU I.

Valeurs de $\frac{\bar{\sigma}_b}{\bar{\sigma}_f}$.

Particule incidente.	Noyau.	$\sigma_a \cdot 10^{27}$ cm².	$\bar{\sigma}_b \cdot 10^{27}$ cm².	$\frac{\bar{\sigma}_b}{\bar{\sigma}_f}$.
Protons 0,9 BeV (moyenne des résultats de Booth et et al. et de Chen et col).	^{8}Be	169	25	0,62
	^{12}C	220	34	0,85
	^{59}Co	697	31	0,78
	^{122}Sb	1 142	32,5	0,82
	^{209}Bi	1 680	37	0,94
Protons 2,8 BeV....................	^{12}C	221 ± 24	34	0,86
	^{59}Co	656 ± 97	26	0,65
	^{209}Bi	1 670 ± 110	31	0,78
Neutrons 1,5 BeV (Coor et col.)......	^{8}Be	187	29	0,67
	^{12}C	201 ± 13	28,5	0,66
	^{59}Co	640 ± 30	24	0,55
	^{122}Sb	1 180 ± 60	33,5	0,77
	^{209}Bi	1 759 ± 50	39,5	0,91
Pions 1,5 BeV.....................	^{12}C	248 ± 32	42	1,31
	^{59}Co	663 ± 81	26,5	0,81
	^{209}Bi	1 650 ± 148	29	0,90

Les résultats relatifs à ^{63}Cu et ^{207}Pb ont été rapportés à ^{59}Co et ^{209}Pb par extrapolation suivant une loi en $A^{2/3}$.

TABLEAU II.

Valeurs moyennes de $\frac{\bar{\sigma}_b}{\bar{\sigma}_f}$.

Particule incidente.	p (0,9 BeV).	p (2,8 BeV).	n (1,5 BeV).	π^- (1,5 BeV).
$\frac{\bar{\sigma}_b}{\bar{\sigma}_f}$..............................	0,80	0,76	0,71	1,10

2° *Applications possibles à l'étude de la structure du nucléon.* — Si la liaison introduit une modification dans la valeur de la section efficace d'absorption, il apparaît possible qu'elle modifie le mécanisme d'absorption. Les effets de

l'absorption sont donc susceptibles de n'être pas les mêmes pour les nucléons libres et pour les nucléons liés; ainsi les probabilités relatives de production de pions et de particules étranges, la probabilité de formation d'antiparticules pourraient dépendre de l'état de liaison du nucléon. De tels effets n'ont pas été jusqu'ici mis nettement en évidence, mais ils ne sont pas expérimentalement exclus : ainsi Segré (5) signale que les nucléons liés paraissent plus efficaces pour la production des antiprotons que les nucléons libres.

Un programme de recherches relatif à l'exploitation des idées émises comporterait :

a. Le calcul rigoureux de la figure de diffraction par un nucléon lié à partir de la figure expérimentalement obtenue pour un nucléon libre.

b. La détermination (peut-être à l'aide de modèles constitués par des sphères semi-opaques aux ondes électromagnétiques) de la géométrie du corps absorbant correspondant.

c. La mesure des probabilités de production des particules étranges, des antiparticules et des pions par les nucléons liés.

(1) G. PHILBERT, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1634.

(2) G. PHILBERT, Rapport intérieur, 1958.

(3) Nous rappelons les notations : b, paramètre d'impact; s, coordonnée le long de la trajectoire de la particule incidente; $\vec{r}$, $\vec{r}'$ rayons vecteurs rapportés au centre du noyau; ρ, densité nucléonique.

(4) M. CHRÉTIEN, J. LEITNER, N. P. SAMIOS, M. SCHWARTZ et J. STEINBERGER, *Phys. Rev.*, 108, 1957, p. 383.

(5) E. SEGRÉ, *Congrès de Padova-Venezia* (septembre 1957).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Dissociation de l'hexamésityldiplombane*. Note de MM. **MICHEL LESBRE, JACQUES SATGÉ** et **DANIEL VOIGT**, présentée par M. Paul Pascal.

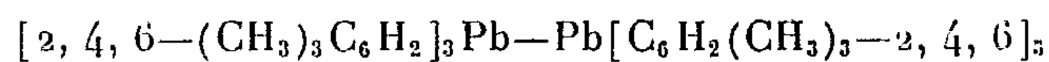
Nous avons cherché à obtenir un hexaaryldiplombane plus fortement dissocié que les composés similaires étudiés jusqu'alors. L'hexamésityldiplombane, fortement coloré, ne révèle cependant qu'un taux de dissociation assez faible à l'état solide. Par contre, en solution, il se présente principalement sous forme de monomère.

La dissociation en radicaux libres des organométalliques de la quatrième famille appartenant au type $R_3\,M.MR_3$ a fait l'objet de nombreux travaux dont les conclusions paraissent assez divergentes. Les digermanes et *a fortiori* les disilanes ne sont pas dissociés en solution benzénique. Par contre, les distannanes où la liaison entre atomes métalliques est assez faible, paraissent fortement dissociés en solutions éthérée et benzénique. Des mesures cryoscopiques et ébullioscopiques ont donné un taux de dissociation de l'ordre de 50 % pour l'hexaéthyldistannane (éther) (1)

et pour l'hexaphényldistannane (benzène) ([2]). Les mesures magnétiques donnent des taux de dissociation bien plus faibles ([3]).

La même contradiction apparaît lorsqu'on considère les diplombanes. Les mesures cryoscopiques faites sur l'hexaéthyl, l'hexacyclohexyl et l'hexaphényldiplombane ([4]), ([5]) en solutions benzéniques donnent un taux de dissociation important, du même ordre que celui des distannanes. Par contre, là encore les mesures magnétiques effectuées sur ces mêmes composés par Selwood et all. ([3]), ([6]) et Bähr et Zoche ([7]) ne permettent pas de conclure clairement à une dissociation. Cependant, Jensen et Clauson Kaas ([8]) par des mesures magnétiques sur des solutions benzéniques et chloroformiques d'hexacyclohexyldiplombane croient pouvoir conclure à une dissociation de l'ordre de 10 %.

Il nous a paru intéressant de rechercher si en augmentant l'encombrement stérique de la molécule de diplombane, une dissociation indiscutable pouvait être discernée par mesure magnétique. Nous avons donc préparé un composé dont l'encombrement stérique est assez considérable, l'hexamésityldiplombane, d'ailleurs fortement coloré, et nous en avons mesuré la susceptibilité magnétique. Ce composé



$$[2, 4, 6-(CH_3)_3C_6H_2]_3Pb-Pb[C_6H_2(CH_3)_3-2, 4, 6]_3$$

a été mentionné dans la littérature par Gilman et Bailie ([9]).

Partie expérimentale. — L'hexamésityldiplombane a été préparé par action du chlorure de plomb sur le bromure de mésitylmagnésium en atmosphère inerte. Un dépôt noir de plomb se forme au fond du ballon. Après hydrolyse le résidu solide est séché et traité par le chloroforme chaud. L'alcool précipite des solutions chloroformiques une poudre cristalline jaune qui se décompose au-dessus de 325°.

Analyse : $C_{27}H_{33}Pb$, calculé %, Pb 36,7; C 57,4; H 5,85; trouvé %, Pb 36,4; C 57,1; H 5,85.

La détermination des poids moléculaires a été effectuée à différentes températures :

a. Mesures cryoscopiques dans le benzène. Pour une solution à 0,233 %, au voisinage de la saturation, on a trouvé 596 (calculé pour le monomère 565);

b. Mesures ébullioscopiques dans le chloroforme et le benzène.

Solution chloroformique à 0,575 %, P.M. 650;

Solution benzénique à 0,860 %, P.M 631.

Le produit est donc très largement dissocié en solutions.

Par ailleurs, le comportement magnétique de l'hexamésityldiplombane a été étudié. Les mesures ont été effectuées par la méthode de Gouy-Pascal, la chute de potentiel magnétique de l'électroaimant étant de 50 000 gauss.cm. Les poussées ont été mesurées avec une balance spécia-

lement construite permettant d'apprécier 0,005 mg au moins. Les mesures sur le composé en solution sont impossibles en raison de sa trop faible solubilité. Les mesures sur le produit solide sont assez imprécises en raison des difficultés à obtenir un tassement à la fois très serré et parfaitement homogène. Nous avons trouvé

$$\chi_S = (-0,481 \pm 0,009).10^{-6} \text{ u. é. s.},$$

d'où

$$\chi_M = (-543 \pm 10).10^{-6} \text{ u. é. s.}$$

La susceptibilité théorique de la molécule dimère a été calculée d'après la nouvelle systématique de Pascal ([10]). On obtient ainsi

$$\chi_{M_{\text{calc.}}} = -600.10^{-6} \text{ u. é. s.}$$

A partir de ces deux valeurs de χ_M, on peut calculer le taux de dissociation de l'hexamésityldiplombane à l'état solide. On trouve un chiffre de l'ordre de 2,3 %, mais avec un aussi faible pourcentage la précision des mesures ne permet guère de conclure de façon formelle à la présence de radicaux organoplombiques libres.

Par contre, les mesures cryoscopiques et ébullioscopiques indiquent un taux de dissociation considérable dans des solvants comme le benzène et le chloroforme, même à températures peu élevées.

([1]) K. Rügheimer, *Annalen*, 53, 1909, p. 364.
([2]) J. Boeseken et U. J. Rutgen, *Rec. Trav. chim. Pays-Bas*, 42, 1923, p. 1017.
([3]) H. Morris et P. W. Selwood, *J. Amer. Chem. Soc.*, 63, 1941, p. 2509.
([4]) E. Krause et G. Reissaus, *Berichte*, 54, 1921, p. 2060.
([5]) E. Krause et G. Reissaus, *Berichte*, 55, 1922, p. 894.
([6]) W. Selwood et R. Prekel, *J. Amer. Chem. Soc.*, 62, 1940, p. 2765.
([7]) G. Bähr et G. Zoche, *Berichte*, 88, 1955, p. 542.
([8]) K. A. Jensen et N. Clauson Kaas, *Z. anorg. Chem.*, 250, 1943, p. 278.
([9]) H. Gilman et J. C. Bailie, *J. Amer. Chem. Soc.*, 61, 1939, p. 731.
([10]) P. Pascal, A. Pacault et J. Hoareau, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1078.

(*Faculté des Sciences*, 17, *rue Sainte-Catherine*, *Toulouse*.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude du diagramme d'équilibre fer-carbone. Solubilité du carbone dans le fer pur.* Note (*) de MM. **Paul Gendrel** et **Léon Jacqué**, présentée par M. Pierre Chevenard.

La limite de solubilité maximale du carbone dans le fer γ a été déterminée pour des échantillons de fer de pureté différente par des mesures de vitesse de réaction. Cette solubilité décroît quand le degré de pureté initial du métal augmente.

Deux Communications précédentes ont montré que l'étude cinétique, en

régime isotherme, des réactions de carburation et de décarburation de l'alliage fer-carbone dans une atmosphère méthane-hydrogène permettait de déterminer la solubilité maximale c_γ du carbone dans la phase austénite. L'apparition d'une phase nouvelle se manifeste :

a. soit par une variation de la vitesse quand la réaction est d'ordre zéro par rapport au carbone dissous : cas de la carburation d'un fer technique [1];

b. soit par une variation du coefficient de proportionnalité entre la vitesse et le taux de carbone en solution, quand cette réaction est d'ordre 1 : cas de la carburation d'un fer très pur et, d'une manière générale, de la décarburation dans l'hydrogène [2].

L'étude de ce phénomène entre 920° C et 1050° C a donné, pour chaque température, connue à $\pm 2°$ C, des valeurs de c_γ bien groupées, avec un écart maximal de 2,5 %. Ces valeurs ne sont pas influencées par la composition de la phase gazeuse carburante, au moins jusqu'à 5 vol % de CH_4 comme le montre, à tire d'exemple, la figure 1.

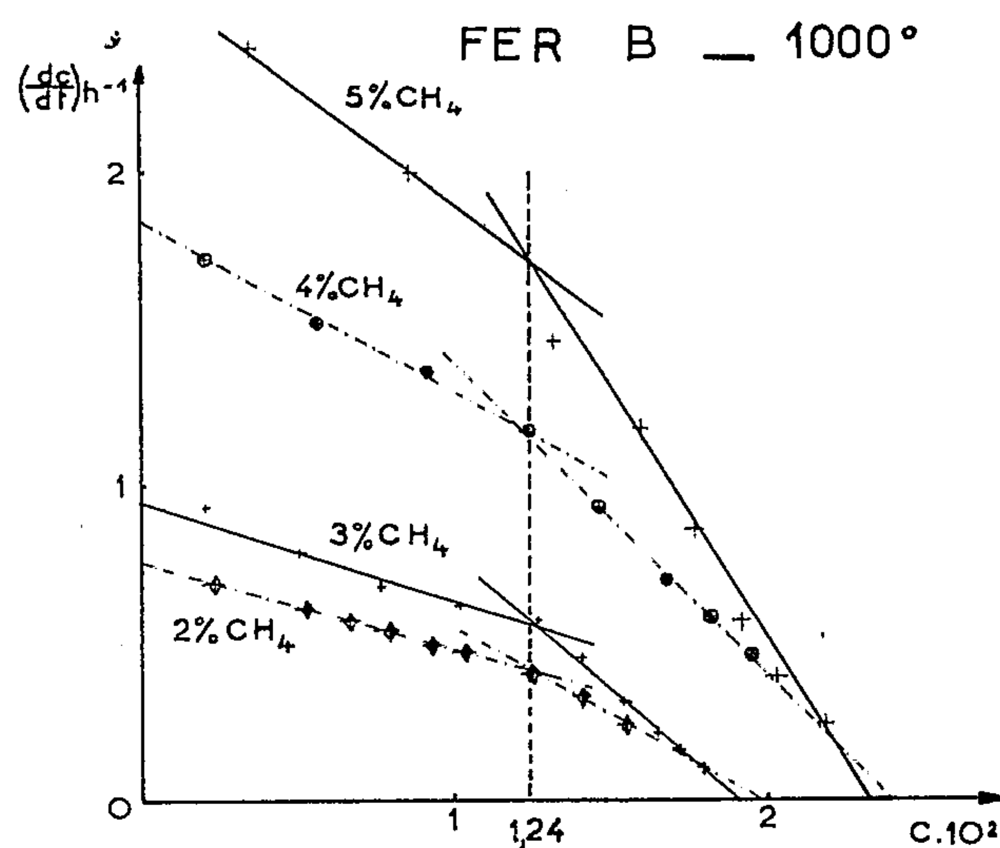


Fig. 1.

Sur la figure 2, les droites I_a, I_b représentent la vitesse d'accroissement de la concentration apparente d'un échantillon de fer pur soumis à la carburation isotherme à 995°, avec 4 % de CH_4.

Jusqu'à $c_\gamma = 1{,}16$ le carbone est dissous dans la phase austénite; au-dessus de cette concentration maximale, il y a dépôt superficiel de graphite.

L'échantillon ainsi carburé a été soumis à une décarburation par H_2 humide (0,8 % H_2O) à la même température; l'élimination du carbone est représentée par les droites II_b, II_a, faisant apparaître une valeur très voisine (1,19 %) de c_γ.

L'échantillon étant totalement décarburé est de nouveau soumis à la carburation donnant deux droites qui se confondent pratiquement avec I_a et I_b.

Une deuxième décarburation réalisée dans l'hydrogène sec donne $c_\gamma = 1,15$ (droites III_a, III_b).

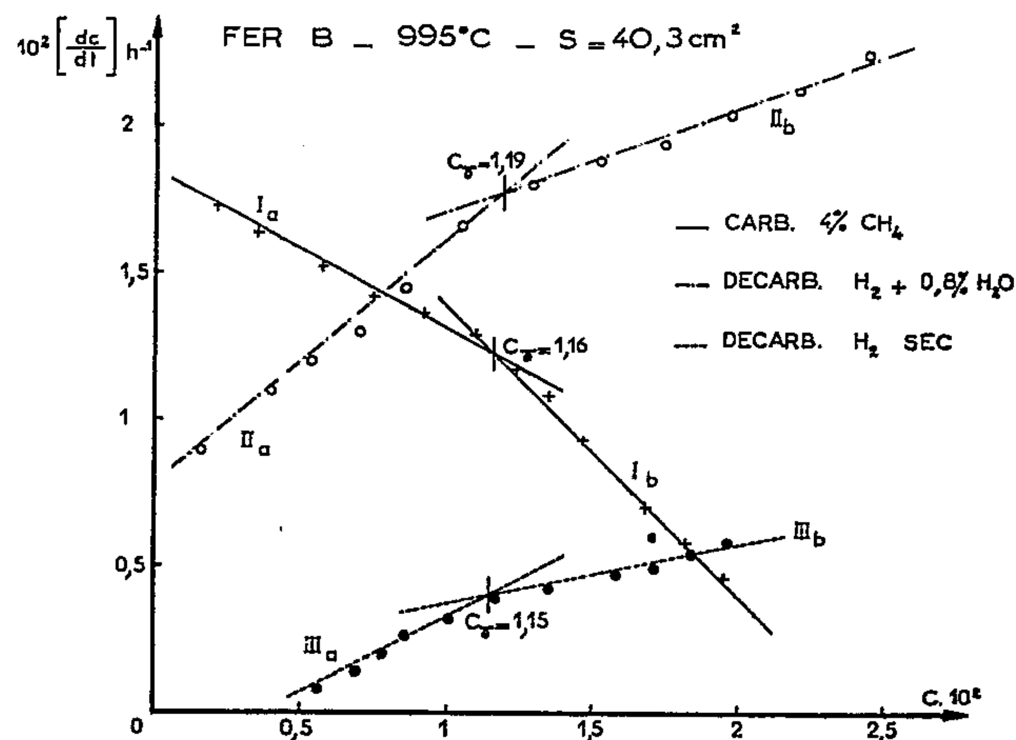


Fig. 2.

La concordance des valeurs trouvées pour c_γ dans ce double cycle semble établir que les réactions soient assez complètes pour que les traversées de la frontière du domaine austénique s'effectuent dans les deux sens dans des conditions voisines de la réversibilité et de l'équilibre.

Nous avons comparé par métallographie la structure des échantillons, soit après refroidissement lent, soit après trempe. Pour réaliser celle-ci dans l'enceinte contenant la phase gazeuse inflammable, un bain de gallium, maintenu à 35°, a été incorporé à la base de l'appareil. Le faisceau d'un arc focalisé sur une soudure du fil de suspension en provoque la fusion; l'échantillon tombe dans le bain de moindre densité que l'acier. En aucun cas, nous n'avons décelé de cémentite primaire précipitée après saturation de la solution solide. Par contre, à partir du taux de carbone c_γ de saturation, on voit apparaître sur la surface des taches de graphite qui vont en se développant jusqu'à la recouvrir entièrement. On doit donc admettre que l'austénite est en équilibre avec le graphite.

La frontière d'équilibre entre austénite et austénite + graphite a été ainsi établie pour cinq aciers différents dont les teneurs initiales en impuretés sont données ci-dessous (en parties par million).

Qualité.	C.	Si.	P.	S.	Cu.	Mn.	Ni.	O_2.	Divers.
A et B...	25	10	$\leqq 20$	$\leqq 20$	$\leqq 2$	$\leqq 15$	140	36	Al $\leqq 20$; Zr, Na, Ca, Mg $\leqq 10$
C.......	300	–	60	90	1 050	420	800	380	Autres élements non dosés
D.......	20	15	–	30	10	Traces	20	650	Al 10
E.......	850	700	200	280	1 600	4 300	960	Non dosé	Al 740

Les courbes *a, b, c, d, e,* de la figure 3 correspondent respectivement aux nuances *A, B, C, D, E*. Les nuances *A* et *B* sont des fers très purs, de même origine mais de coulées différentes. La qualité *A* est probablement plus pure, bien que l'analyse n'ait pu y déceler de différences sensibles.

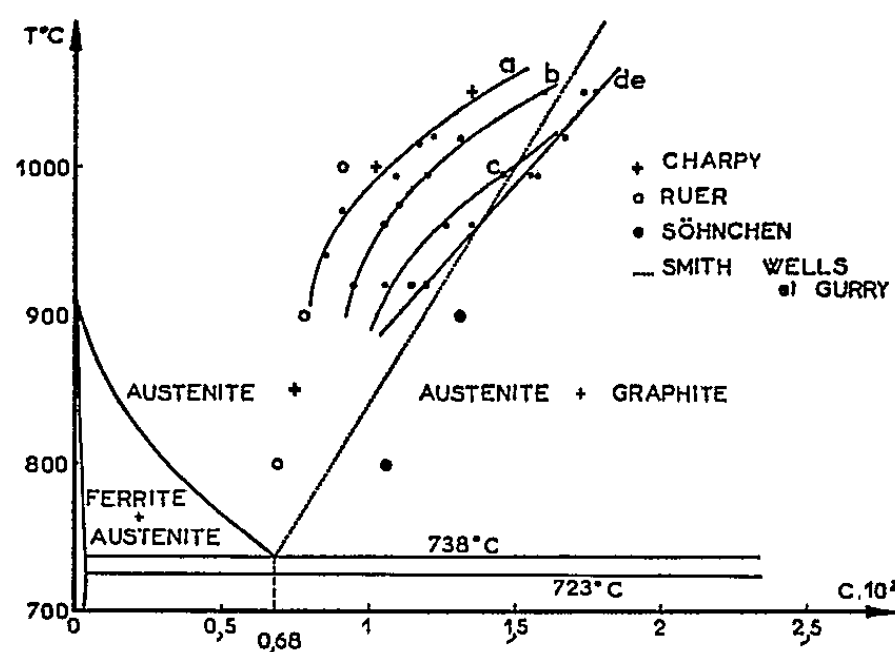


Fig. 3.

La courbe *c* est celle précédemment établie avec un fer de même qualité que le fer *c*.

Les courbes *d* et *e* sont approximativement confondues. Nous avons en outre figuré quelques points d'équilibre de l'austénite avec le graphite, relevés dans la littérature. Il est vraisemblable que la dispersion des résultats obtenus par différents auteurs découle soit de techniques pouvant mettre en jeu des réactions incomplètes ou affectées d'hytérésis, soit des différences de pureté de l'alliage. Il semble toutefois qu'au fur et à mesure que la composition de l'alliage s'écarte du fer pur, pour tendre vers celle des fers techniques courants, la frontière se rapproche de la droite moyenne correspondant aux nombreux résultats expérimentaux publiés par la plupart des auteurs. La régression de la solubilité du carbone dans le fer γ de pureté croissante, semble être en bon accord avec les résultats relatifs à la solubilité des gaz dans le fer pur (³).

(¹) G. Collette et L. Jacqué, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1267.

(²) G. Collette, P. Gendrel et L. Jacqué, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 419.

(³) R. Sifferlen, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1192; S. Besnard et J. Talbot, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1193.

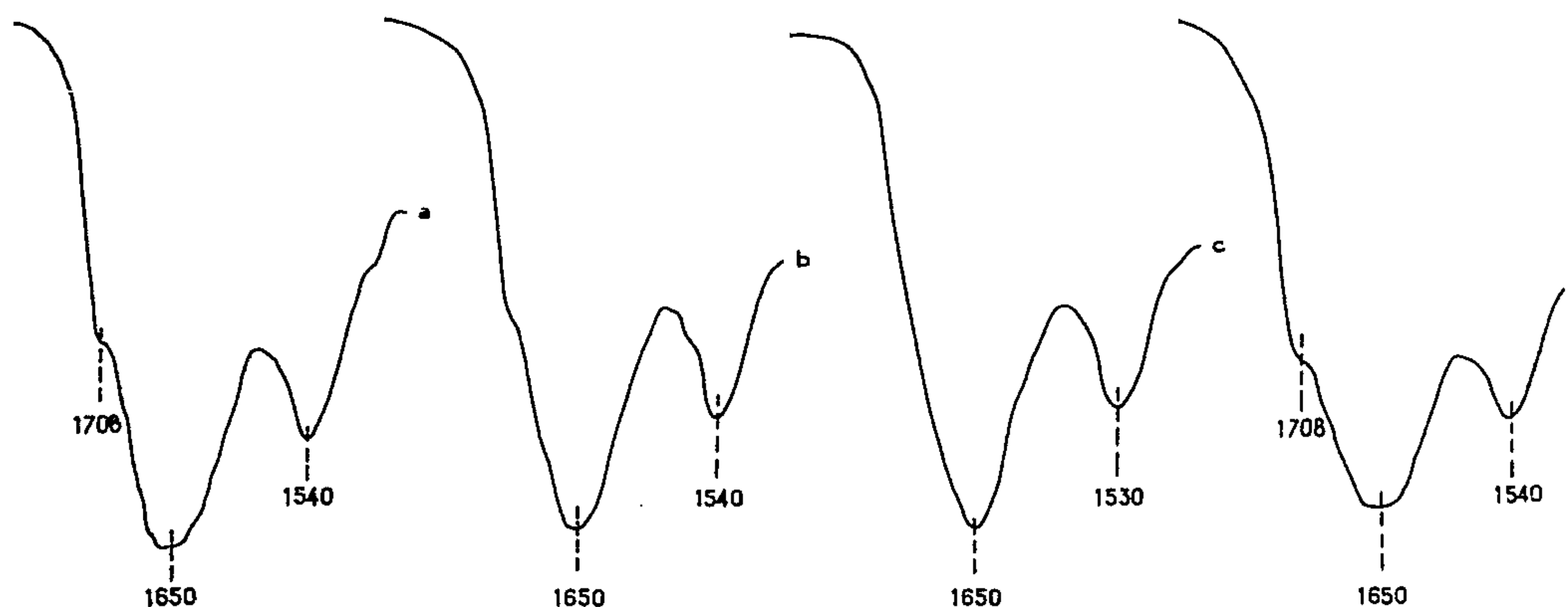
CHIMIE PHYSIQUE. — *Effet de l'hydratation sur les spectres infrarouges de nucléohistone*. Note (*) de Mlle **Christiane de Lozé**, présentée par M. Louis Hackspill.

Le spectre de la nucléohistone présente d'intéressantes variations en fonction du degré d'hydratation des préparations.

La nucléohistone, extraite à partir du thymus de Veau, par la méthode de Crampton, Lipshitz et Chargaff ([1]), est examinée à l'état de films. Ces films peuvent être exposés à des atmosphères d'humidités relatives variables, à l'aide d'un dispositif convenable ([2]).

Lorsque l'humidité relative est égale à 100 %, le spectre comporte (courbe *a*) une bande forte à 1650 cm^{-1}, un épaulement bien marqué à 1708 cm^{-1} et une bande moyenne à 1540 cm^{-1}.

Si l'on déshydrate progressivement le film, l'épaulement à 1708 cm^{-1} devient de moins en moins distinct et disparaît complètement lorsque l'humidité relative est inférieure à 10 %. En outre, la bande 1540 cm^{-1} se déplace à 1530 cm^{-1} (courbes *b* et *c*).



Nucléohistone extraite par les solutions de faible force ionique. Effet de l'hydratation sur les films.

a. Film exposé à une atmosphère à 100 % d'humidité relative.
b. » *a* » » 60 % » »
c. » *b* » » moins de 10 % d'humidité relative.
d. » *c* réhydraté dans une atmosphère à 100 % » »

Le phénomène est parfaitement réversible : si, après dessiccation totale, on réhydrate le film, on voit réapparaître l'épaulement à 1708 cm^{-1} et la bande 1530 cm^{-1} reprend sa place à 1540 cm^{-1} (courbe *d*).

Les bandes qui dominent le spectre de la nucléohistone à 1650 et 1540 cm^{-1} sont caractéristiques de la liaison peptidique dans les protéines. Il semble donc raisonnable de les attribuer à l'histone. L'acide nucléique, qui présente également une bande à 1650 cm^{-1}, participe certainement à l'absorption observée à cette fréquence mais, son coefficient d'absorption étant notablement plus faible que celui des protéines en général, il n'est pas douteux que la bande en question est principalement due à la fraction protéique de la molécule.

Les fréquences des bandes 1650 et 1540 cm^{-1} correspondent à une disposition en α des chaînes peptidiques. L'histone présente donc vraisemblablement cette structure dans la nucléohistone comme à l'état isolé ([3]).

L'épaulement situé à 1708 cm^{-1} dans le film exposé à une humidité relative de 100 % n'a pas été observé dans le spectre des protéines. Il est à la même fréquence que la bande de l'acide désoxyribonucléique qui caractérise la structure B ([2]). Rappelons que la déshydratation de l'acide désoxyribonucléique (DNA) et son passage en forme A se traduisent par le déplacement de cette bande à 1690-1685 cm^{-1}. On peut penser qu'il se produit le même phénomène lorsqu'on déshydrate la nucléohistone : la bande 1708 cm^{-1}, en se déplaçant vers les fréquences plus basses, est progressivement masquée par la forte absorption due à la protéine. Pour une hydratation moyenne, elle est encore visible sous la forme d'un épaulement vers 1700 cm^{-1}, et elle disparaît complètement à l'état sec.

Dans la nucléohistone, le DNA semble donc pouvoir passer réversiblement de la forme B à la forme A comme s'il était isolé.

La variation de la bande 1540 cm^{-1} avec l'hydratation est difficile à interpréter actuellement. Elle a également été observée dans le cas de l'histone isolée ([4]), et indique vraisemblablement une interréaction eau-liaison peptidique de la protéine.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) C. F. Crampton, R. Lipshitz et E. Chargaff, *J. Biol. Chem.*, 206, 1954, p. 499.

(2) H. Lenormant et C. de Lozé, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1501.

(3) C. de Lozé, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 417.

(4) C. de Lozé, *Thèse de Sciences* (sous presse).

ÉLECTROCHIMIE. — *Sur les caractéristiques de la décharge par étincelle cathodique entre une solution électrolytique et une cathode métallique.* Note (*) de M. Ahmad Banège-Nia, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans une précédente Note ([1]), nous avons décrit notre dispositif expérimental et exposé quelques particularités de ces décharges; nous nous proposons de donner quelques réseaux de caractéristiques dans ce qui suit.

Nous avons constaté que, d'une part, la forme des caractéristiques d'une décharge par étincelle dépend de celle de la figure d'impact et que, d'autre part, pour la même figure d'impact les grandeurs qui représentent les caractéristiques varient avec la concentration et la température du bain.

La figure d'impact sur la cathode comme sur la surface de la solution selon les cas, peut être une figure ponctuelle, plusieurs figures ponctuelles distinctes ou bien un réseau de courbes. Lorsque la figure d'impact sur la cathode est ponctuelle, celle qui se trouve sur la surface de la solution a la forme d'un disque circulaire dont le diamètre est de l'ordre de plusieurs millimètres; il augmente lorsque la concentration de la solution anodique diminue et pour la même intensité du courant, il augmente avec la longueur

de l'étincelle. Ce disque contient dans son plan un certain nombre de petits cercles de couleur violette situés sur les contours des cercles centrés sur le centre de la figure d'impact; les petits cercles ayant une couleur alternativement claire et obscure donnent à la figure d'impact l'aspect d'une roue dentée; ils sont animés d'une manière désordonnée d'un mouvement : soit de rotation indifféremment dans un sens ou dans l'autre avec une vitesse angulaire variable, soit d'oscillations autour d'une position d'équilibre; il arrive parfois qu'ils soient immobiles.

Lorsque la figure d'impact est un réseau de courbes, les courbes aussi bien sur la cathode que sur la surface de la solution sont constituées par la mise côte à côte des figures d'impact ponctuelles décrites plus haut, elles seraient la trajectoire de l'impact ponctuel; on obtient en particulier lorsque la surface de la cathode est très convenablement polie et la densité du courant suffisante des courbes très régulières ayant la forme de différentes variétés de belles rosaces comme celle que représente la figure 1.

L'obtention de l'une des trois sortes de figures d'impact dépendrait de l'état de polissage de la cathode, de la densité du courant, de la longueur de l'étincelle et aussi de la concentration de la solution pour les figures d'impact composées de plusieurs figures ponctuelles.

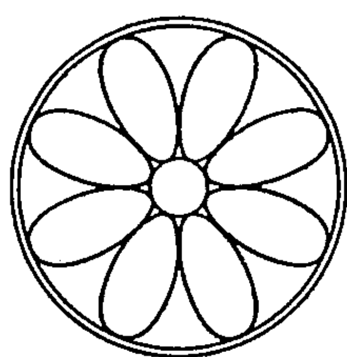


Fig. 1

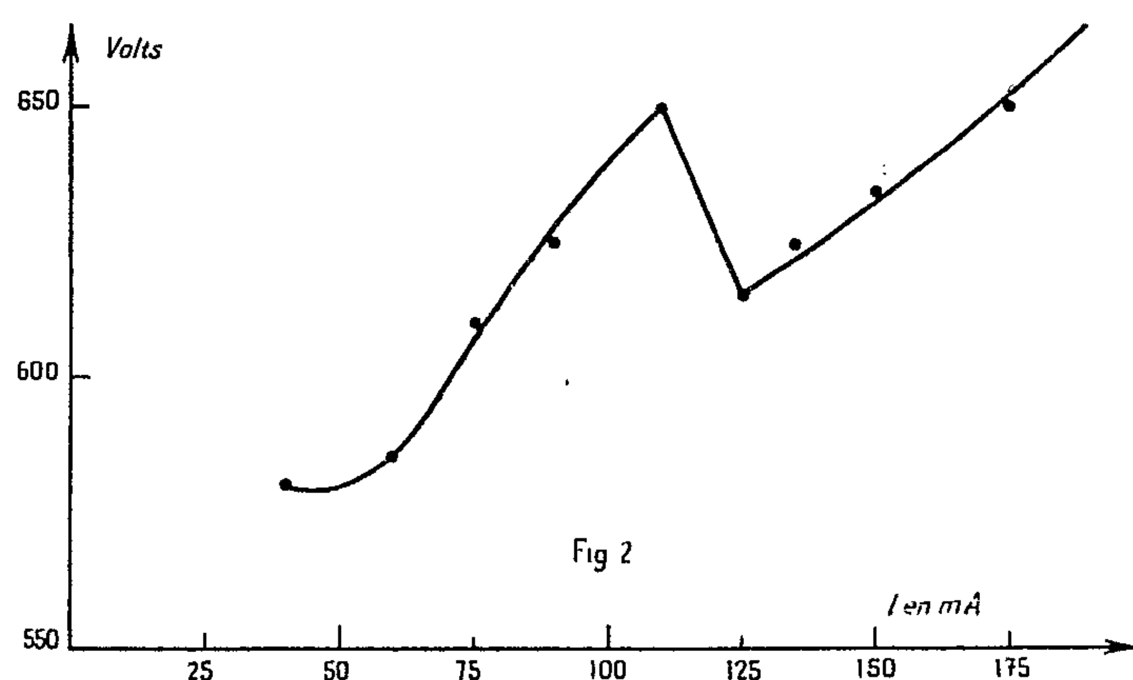
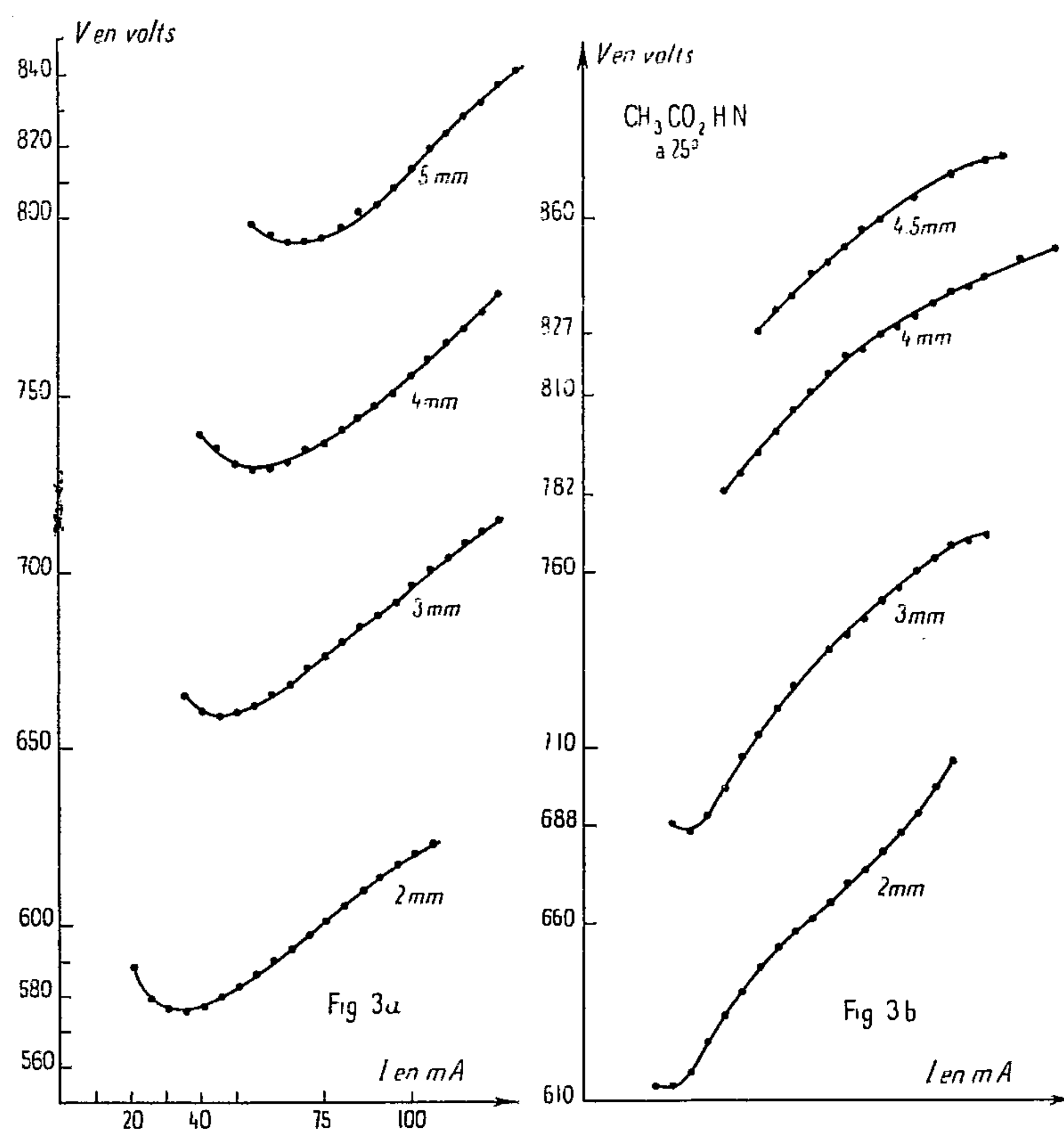


Fig 2

Lorsque l'étincelle est courte (de l'ordre de 1 mm) et l'intensité du courant assez élevée (de l'ordre de 100 mA) la figure d'impact est un réseau de courbes et les caractéristiques correspondantes sont des droites très légèrement inclinées (presque horizontales) analogues aux caractéristiques de la décharge par arc [1] bien que l'aspect apparent de cette décharge soit totalement différent. (On obtiendrait les mêmes figures d'impact avec des étincelles plus longues et des intensités du courant plus élevées.)

Dans le cas des solutions très diluées (ClH N/1 000 par exemple) où généralement on obtient une figure d'impact ponctuelle dans nos conditions

expérimentales, on remarque que pour une longueur d'étincelle donnée lorsqu'on augmente l'intensité du courant, à partir d'une certaine intensité un ou parfois plusieurs autres points de la cathode sont frappés par de nouvelles étincelles rigoureusement identiques à la première. L'apparition de chaque nouvelle étincelle est accompagnée d'une diminution brusque d'une cinquantaine de volts de la différence de potentiel entre les électrodes



et d'une augmentation d'une vingtaine de milliampères de l'intensité du courant. Après cette discontinuité de la caractéristique si l'on continue à augmenter la tension le courant augmentera, la portion de la caractéristique volts-ampères sera parallèle à celle qu'elle aurait été s'il n'y avait pas eu de nouvelles étincelles et la caractéristique sera une courbe continue jusqu'à l'apparition d'une nouvelle étincelle (*fig.* 2).

En se plaçant dans nos conditions expérimentales, on obtient en général (sauf pour les cas particuliers qui ont été décrits plus haut) une figure d'impact ponctuelle. Nous donnons sur la figure 3 les caractéristiques de la décharge par étincelle (figure d'impact ponctuelle) dans l'air sous la pression atmosphérique pour les solutions de Cl H N/100 prise à 25° (*fig.* 3 *a*) et CH_3 CO_2 H N à 25° (*fig.* 3 *b*), les longueurs d'étincelles allant de 2 à 5 mm.

Les limites inférieure et supérieure dans lesquelles ces caractéristiques ont été tracées ne sont pas les limites réelles de l'existence de la décharge, elles correspondent à celles dans lesquelles nous avons réussi à obtenir d'une manière fixe la figure d'impact désirée; en particulier la limite inférieure du courant dépend de l'impédance du circuit et de la longueur de l'étincelle et il semble que les caractéristiques continuent à être ascendantes au-delà de la limite supérieure du courant qui est ici de l'ordre de 125 mA.

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) A. Banège-Nia, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1421.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur la constitution et la morphologie de la pellicule d'oxydation superficielle du fer dans la vapeur d'eau aux températures élevées.* Note (*) de MM. **Jean Païdassi** et **David Fuller**, présentée par M. Georges Chaudron.

L'oxydation du fer dans la vapeur d'eau a déjà fait l'objet de plusieurs travaux parmi lesquels il faudrait citer ceux de Marson et Cobb [1], de Upthegrove et Murphey [2], de Heindlhofer et Larsen [3] et de Tikhomiroff et de ses collaborateurs [4]. Cependant en vue des résultats contradictoires obtenus par ces auteurs, nous avons considéré désirable de reprendre l'ensemble de la question. Dans cette communication nous nous proposons d'exposer nos résultats relatifs à l'intervalle 700-1250° C.

Les échantillons constitués par des plaquettes de quelques centimètres carrés de surface de fer Armco ou de fer dénommé « Puron » par la Westinghouse, étaient soumis à une préparation soignée déjà décrite ailleurs en détails [5]. Ils étaient oxydés dans un four dans le tube laboratoire duquel on pouvait réaliser un vide inférieur à 10^{-3} mm Hg, ce qui permettait de réaliser l'oxydation dans de la vapeur d'eau exempte de toute trace d'oxygène. La vapeur produite dans un bain thermostatique était entraînée par un courant d'argon purifié et circulait dans la région occupée par l'échantillon avec une vitesse d'environ 3 cm/s. Celui-ci, après refroidissement dans la partie froide du tube laboratoire était soumis à un examen métallographique par les techniques déjà décrites [5]. Cet examen a permis d'établir les faits suivants :

1° La pellicule, quelles que soient les conditions de l'essai, est très adhérente à son support métallique même si au lieu du fer pur on met en œuvre du fer Armco. Ceci montre, compte tenu des résultats que nous avons obtenus sur l'oxydation de ce dernier dans l'air [6], que l'adhérence de la pellicule au métal est très différente selon l'atmosphère oxydante utilisée.

2° La pellicule d'oxydation est constituée par une seule couche de protoxyde de fer, sauf dans l'intervalle 900-920° C où pour des durées d'oxydation supérieures à 6 h apparaît une couche externe discontinue de magnétite.

3° Les pellicules formées dans l'intervalle 650-750° C présentent en coupe des aiguilles comme le montre la figure 1 (G : 750) qui correspond à une plaquette de fer oxydée dans la vapeur d'eau à 700° C pendant 24 h. Ces aiguilles résultent très vraisemblablement de la transformation martensitique du protoxyde de fer au cours de son refroidissement [7].



Fig. 1.

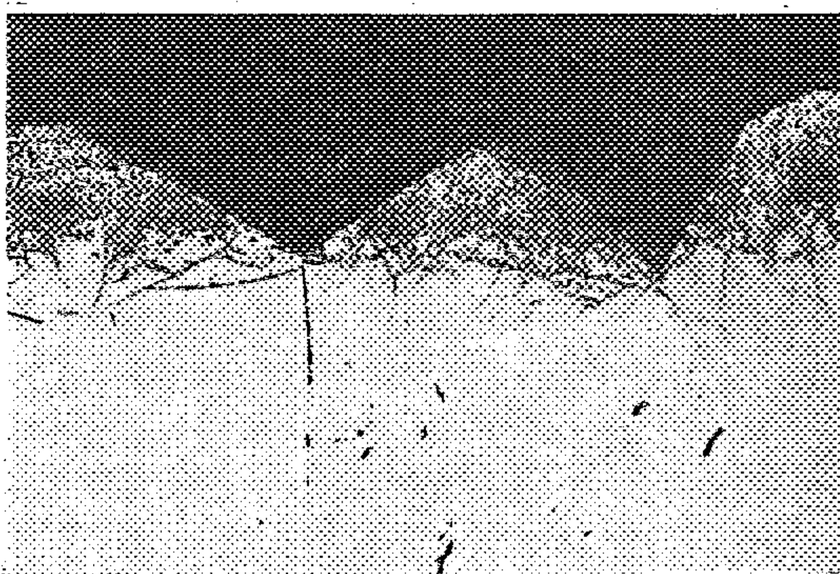


Fig. 2.

4° L'interface FeO-H_2O présente un caractère déchiqueté, comme le montre la figure 2 (G : 135) qui correspond à un échantillon oxydé à 900° C pendant 6 h. On remarque de plus que les avancées internes de cette interface correspondent aux joints de grains du protoxyde de fer, ce qui étend au cas de l'oxydation du fer dans la vapeur d'eau les observations faites et l'interprétation donnée dans l'étude de l'oxydation du fer dans l'air [8]. Enfin on constate une croissance à caractère idiomorphe des grains de FeO à la surface de l'échantillon. Ce fait doit être vraisemblablement attribué à l'action conjuguée d'une basse tension superficielle du protoxyde en atmosphère de vapeur d'eau et d'une diffusion superficielle considérablement plus rapide que la diffusion en volume dans les cristaux.

5° A la limite inférieure de l'intervalle considéré on observe dans le cas du fer Armco une oxydation intergranulaire du fer support qui disparaît vers 800° C. La figure 3 (G : 150) montre ce phénomène sur un échantillon

oxydé à 700° C pendant 12 h. Si l'on exclut cette particularité la zone de l'interface Fe-FeO a les caractères analogues à ceux décrits par Chaudron et ses collaborateurs [9], [10], [11] dans le cas de l'oxydation du fer dans les mélanges H_2O-H_2.

6° La morphologie de la magnétite superficielle de la pellicule est très particulière comme le montre la figure 4 (G : 600) et son étude détaillée montre que la couche croît latéralement à partir d'un nombre réduit de germes. Ceci met en évidence la généralité du phénomène découvert par Bénard et Bardolle [12] dans des conditions opératoires très différentes.

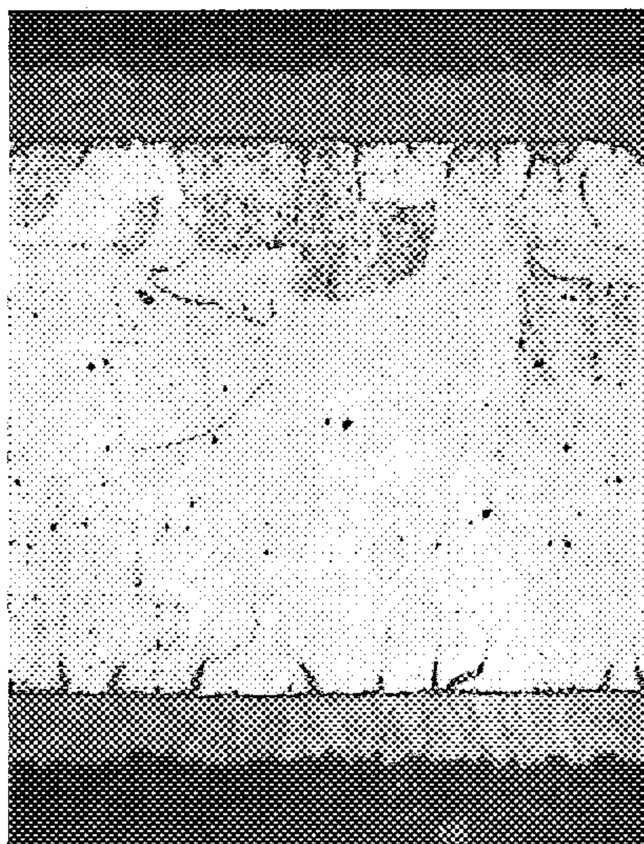


Fig. 3.

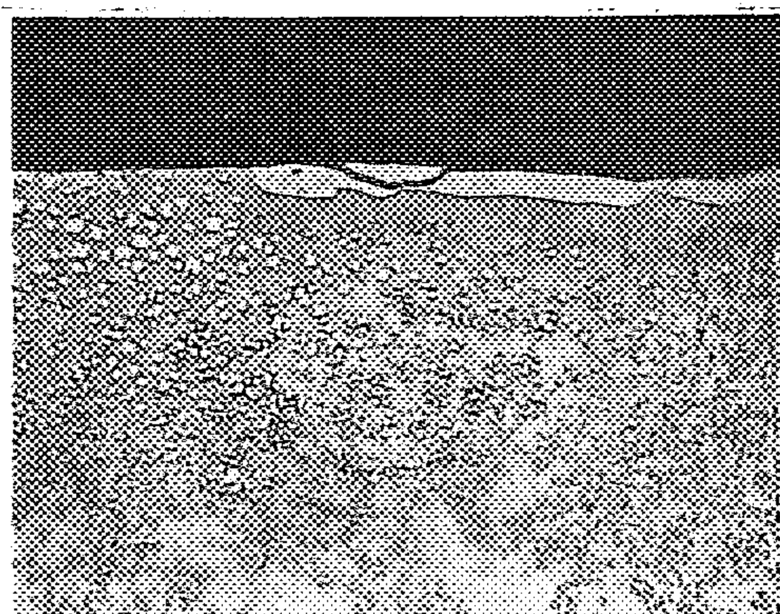


Fig. 4.

7° Lorsque les pellicules ont été obtenues à des températures supérieures à 800° C, on observe, dans la zone externe de la couche de FeO une précipitation fine d'oxyde Fe_3O_4. La morphologie de la couche mixte ainsi constituée est analogue à celle déjà décrite de la pellicule d'oxydation du fer dans l'air [5]. Il y a lieu de remarquer que la bande étroite d'oxyde FeO exempt de précipité n'apparaît que lorsque la pellicule comporte une couche superficielle de Fe_3O_4 (*fig.* 4), ce qui confirme d'ailleurs l'interprétation que nous en avons donnée [5]. Enfin, la limite inférieure de la couche mixte qui est une surface d'égale concentration en oxygène dans le protoxyde est parallèle à l'interface Fe-FeO, ce qui montre que le gradient de concentration qui règne dans la pellicule est indépendant des irrégularités de l'interface FeO-H_2O et que, par conséquent, il n'y a pas diffusion préférentielle aux joints de grains de la pellicule au cours de sa croissance.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) C. B. MARSON, H. T. ANGUS et J. W. COBB, *J. Soc. Chem. Ind.*, Londres, 46, 1927, p. 61 T.
(2) C. UPTHERGROVE et D. W. MURPHEY, *Trans. Amer. Soc. Steel Treat.*, 21, 1933, p. 73.
(3) K. HEINDLHOFFER et B. M. LARSEN, *Trans. Amer. Soc. Steel Treat.*, 21, 1933, p. 865.
(4) TIKHOMIROV, IPATEV et GOFMAN, *Doklady Akademii Nauk* U. R. S. S., 95, 1954, p. 305.
(5) J. PAÏDASSI, *Rev. Mét.*, 52, 1955, p. 869 et *Acta Met.*, 3, 1955, p. 447.
(6) J. PAÏDASSI, *Rev. Mét.*, 54, 1957, p. 569.
(7) R. COLLONGUES, *Thèse*, Paris, 1954 et (9).
(8) J. PAÏDASSI, *Thèse*, Paris, 1954 et *Comptes rendus* (à paraître).
(9) R. COLLONGUES, R. SIFFERLEN et G. CHAUDRON, *Rev. Mét.*, 50, 1953, p. 727.
(10) R. SIFFERLEN et R. COLLONGUES, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2167.
(11) R. SIFFERLEN et F. BOURELIER, *Rev. Mét.* (sous presse).
(12) J. BÉNARD et BARDOLLE, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 2317.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur la localisation intergranulaire du soufre dans le fer pur chargé en hydrogène cathodique en présence de sulfure de sodium.* Note de Mlle SIMONE BESNARD et M. JEAN TALBOT, présentée par M. Georges Chaudron.

Dans une Note précédente (1), nous avons signalé que les joints intergranulaires du fer électrolytique chargé en hydrogène cathodique en présence de sulfure de sodium présentaient à la micrographie une attaque caractéristique que nous avons attribuée à la présence de soufre dans le métal. Nous avons repris ces expériences en utilisant du soufre radioactif.

Le fer électrolytique est chargé dans une solution d'acide sulfurique 10 N dans laquelle on a ajouté du sulfure de sodium à la concentration N/100. Le soufre 35 a une période de 87 jours. Il émet un rayonnement β de 0,167 MeV.

Des polissages électrolytiques permettent d'atteindre différents niveaux de l'échantillon où l'on mesure l'activité du soufre.

La technique autoradiographique nous a permis de localiser la présence du soufre. Après polissage, les plaquettes ont été placées entre deux pellicules photographiques, et le contact a été maintenu pendant trois semaines environ. Le noircissement des films est dû au rayonnement émis par le soufre 35. Les différentes autoradiographies qui ont été faites dans ces conditions montrent l'existence de taches organisées en contours. Nous avons cherché à voir s'ils étaient en relation avec les joints de grains du métal. Les échantillons ont donc été attaqués au nital, puis photographiés à faible grossissement. La figure 1 représente la macrographie d'une région de l'échantillon au grossissement 13 et à une profondeur de 10 μ environ. La figure 2 montre, au même grossissement, l'autoradiographie effectuée sur la même partie de l'échantillon et au même niveau. On constate que les

contours observés sur l'autoradiographie et ceux des joints de grains du métal sont exactement superposables.

Les zones noires que l'on observe en bas et à gauche sur l'autoradiographie se trouvent à l'aplomb des soufflures.

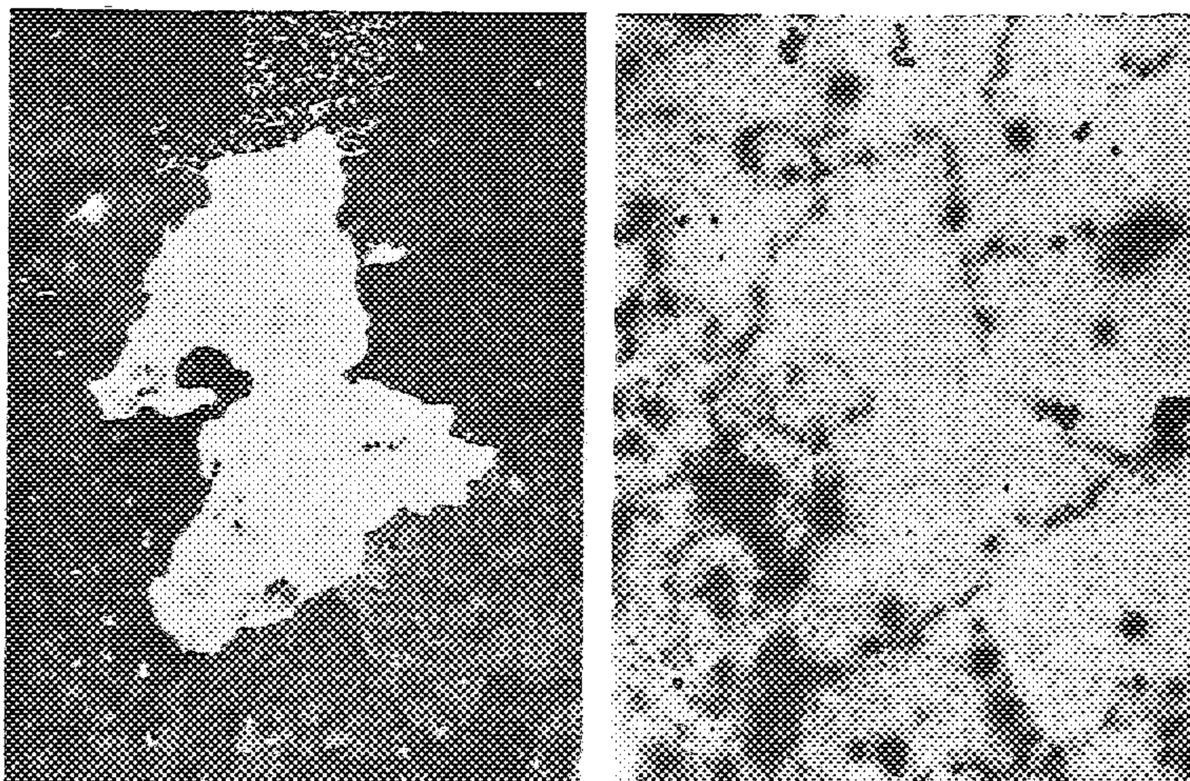


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Macrographie d'une région de l'échantillon (× 13).

Fig. 2. — Autoradiographie effectuée sur la même partie de l'échantillon (× 13). Mise en évidence du soufre 35 dans les joints intergranulaires.

Ces expériences mettent en évidence la pénétration du soufre à l'intérieur du fer, ainsi que sa précipitation ou sa diffusion préférentielle aux joints de grains, ce qui permet d'expliquer le comportement tout à fait particulier du fer chargé en hydrogène cathodique en présence de soufre. De plus, l'hypothèse émise par E. Herzog (2) sur la fragilité des aciers qui se corrodent intergranulairement en présence de soufre dans les solutions d'attaque paraît donc être confirmée par ces expériences.

(1) S. Besnard, R. Santini et J. Talbot, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 965.

(2) E. Herzog, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1499.

(Laboratoire de Vitry du C.N.R.S.)

PHYSICOCHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Étude de la dépolymérisation thermique de la cellulose.* Note (*) de MM. Adolphe Pacault et Georges Sauret, présentée par M. Paul Pascal.

On fait une étude systématique de la dépolymérisation thermique de la cellulose à l'abri de l'air. On constate que la dépolymérisation est une réaction d'ordre zéro et tend, quelle que soit la température à laquelle elle a lieu, vers une limite pour laquelle le degré de polymérisation D. P. est de l'ordre de 300. L'énergie d'activation de la réaction de dépolymérisation est de 25,8 kcal.

La dépolymérisation thermique de la cellulose à l'abri de l'air, qui n'a pas encore fait l'objet d'un Mémoire d'ensemble, a été suivie par la méthode viscosimétrique. Des échantillons de linters possédant les caractéristiques suivantes [indice du cuivre (Braidy), 0,12; viscosité (Obst), 126; D. P., 1360; cendres, 0,6 %; humidité, 5,6 %] ont été maintenus sous vide aux températures de 170, 186, 202 et 230°.

Pour chaque isotherme, on a déterminé la viscosité de solutions dans la cupriéthylène-diamine d'échantillons de linters prélevés en fonction du temps. Le degré de polymérisation moyen $\overline{DP}_v$ a été calculé par la formule de Govaerts-Smets :

$$\overline{DP}_v = \frac{\eta_{sp} \cdot 10^3}{C\left(1 + 0{,}25\eta_{sp} - \frac{\eta_{sp}^2}{150}\right)7{,}5};$$

η_{sp}, viscosité spécifique;

C, concentration de la cellulose dans le solvant viscosimétrique en grammes pour 100 ml.

Les courbes (figure 1) représentent les différents isothermes $\overline{DP}_v = f(\text{temps})$.

Quelle que soit la température, on constate que le degré de polymérisation de la cellulose tend vers une limite égale à environ 300, résultat numérique en bon accord avec ceux obtenus par dépolymérisation hydrolytique hétérogène ([1]), ([2]), ([3]), ([4]), ([5]).

L'étude cinétique montre par ailleurs que la dépolymérisation est une réaction d'ordre zéro.

En effet, le nombre de liaisons n rompues au cours de la dépolymérisation a pour expression

$$n = \frac{\overline{DP}_0}{\overline{DP}_n} - 1,$$

$\overline{DP}_0$, degré de polymérisation initial;

$\overline{DP}_n$, degré de polymérisation lorsque n liaisons ont été rompues;

d'où

$$n = \frac{[\Phi_n]}{[\Phi_0]} - 1,$$

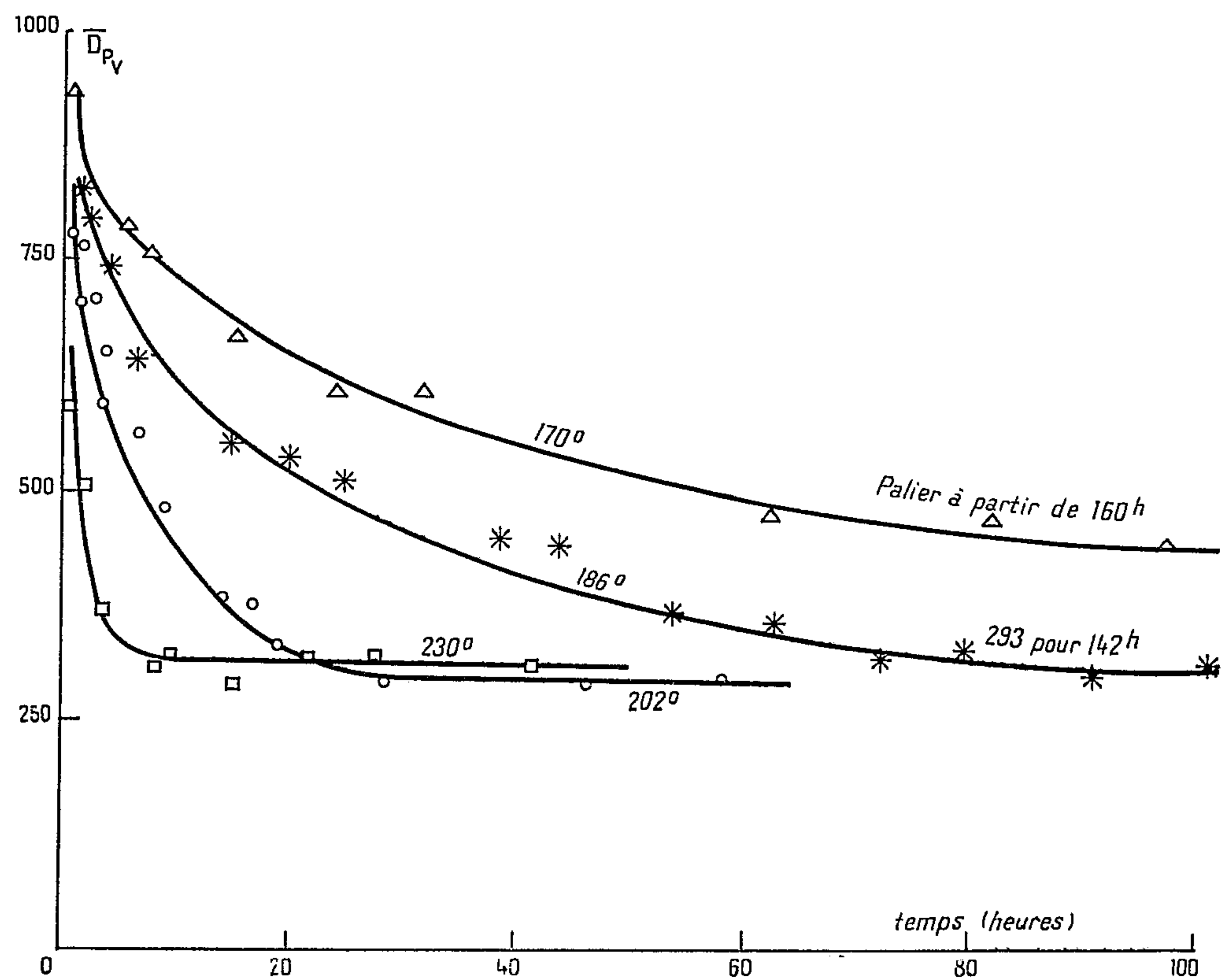
$[\Phi]$, fluidité intrinsèque initiale;

en admettant que le degré de polymérisation est inversement proportionnel à la fluidité intrinsèque.

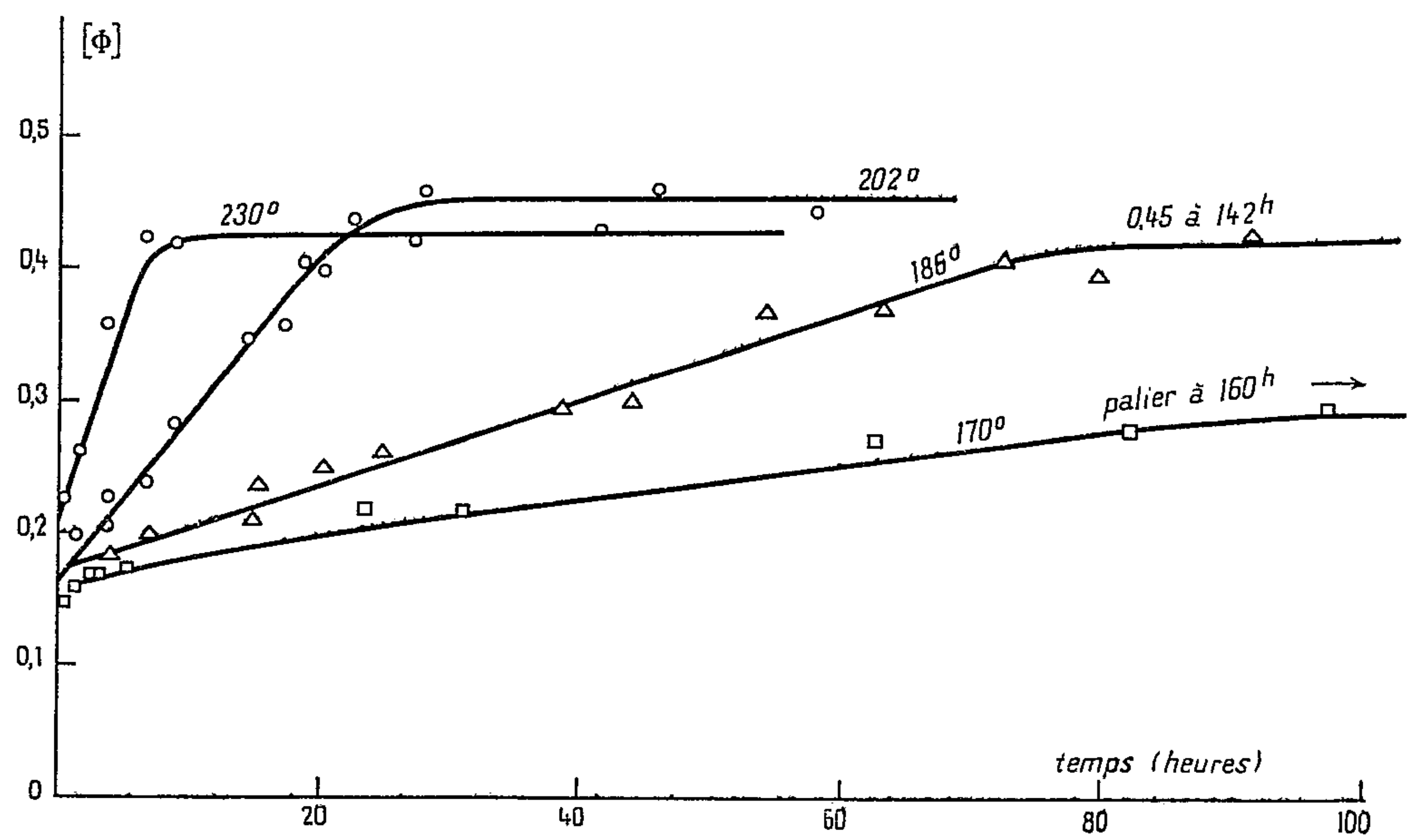
D'où

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{[\Phi]} \frac{d[\Phi_n]}{dt}.$$

Or, les courbes expérimentales 2 montrent que Φ_n est une fonction linéaire du temps; la dépolymérisation est donc une réaction d'ordre zéro, résultat



Graphique I. — Degré de polymérisation $= f($temps$)$.
$\overline{DP}_v = f($heures$)$.



Graphique II. — Fluidité intrinsèque $[\Phi] = 1/(\eta) = f($temps$)$.

aisément confirmé par l'étude systématique des résultats numériques grâce à la méthode différentielle classique.

Les constantes de vitesse k_0 de la réaction de dépolymérisation $(dn/dt = k_0)$ sont :

T (°C)	170	186	202	230
$k_0 . 10^3$ (mn^{-1})	0,13	0,31	1,23	4,2

L'application de la formule d'Arrhénius aux différents isothermes permet de fixer l'énergie d'activation de la réaction à 25,8 kcal.mole^{-1}.

Les résultats précédents conduisent à penser que cette dépolymérisation est liée à l'hétérogénéité de la cellulose. Les liaisons, thermiquement rompues, sont en nombre limité et se situent aux confins des parties amorphes et cristallisées de la chaîne cellulosique.

La longueur moyenne d'un cristallite et d'une partie amorphe contiguë est donc d'environ 1500 Å, puisque le degré de polymérisation limite est de 300.

Sous l'influence de la chaleur, ces liaisons se rompent au hasard, la rupture de l'une étant sans influence sur la rupture des autres, mécanisme qui est bien conforme à celui d'une réaction d'ordre zéro.

A des températures supérieures à 230°, une réaction de cracking se superpose à la dépolymérisation et l'analyse des produits obtenus fera l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) B. G. Ranby et Riby, *Experientia*, 6, 1950, p. 12.

(2) R. F. Nickerson et J. A. Habrle, *Ind. Eng. Chem.*, 39, 1947, p. 1507

(3) O. A. Battista et S. Coppick, *Text. Res. J.*, 17, 1947, p. 419.

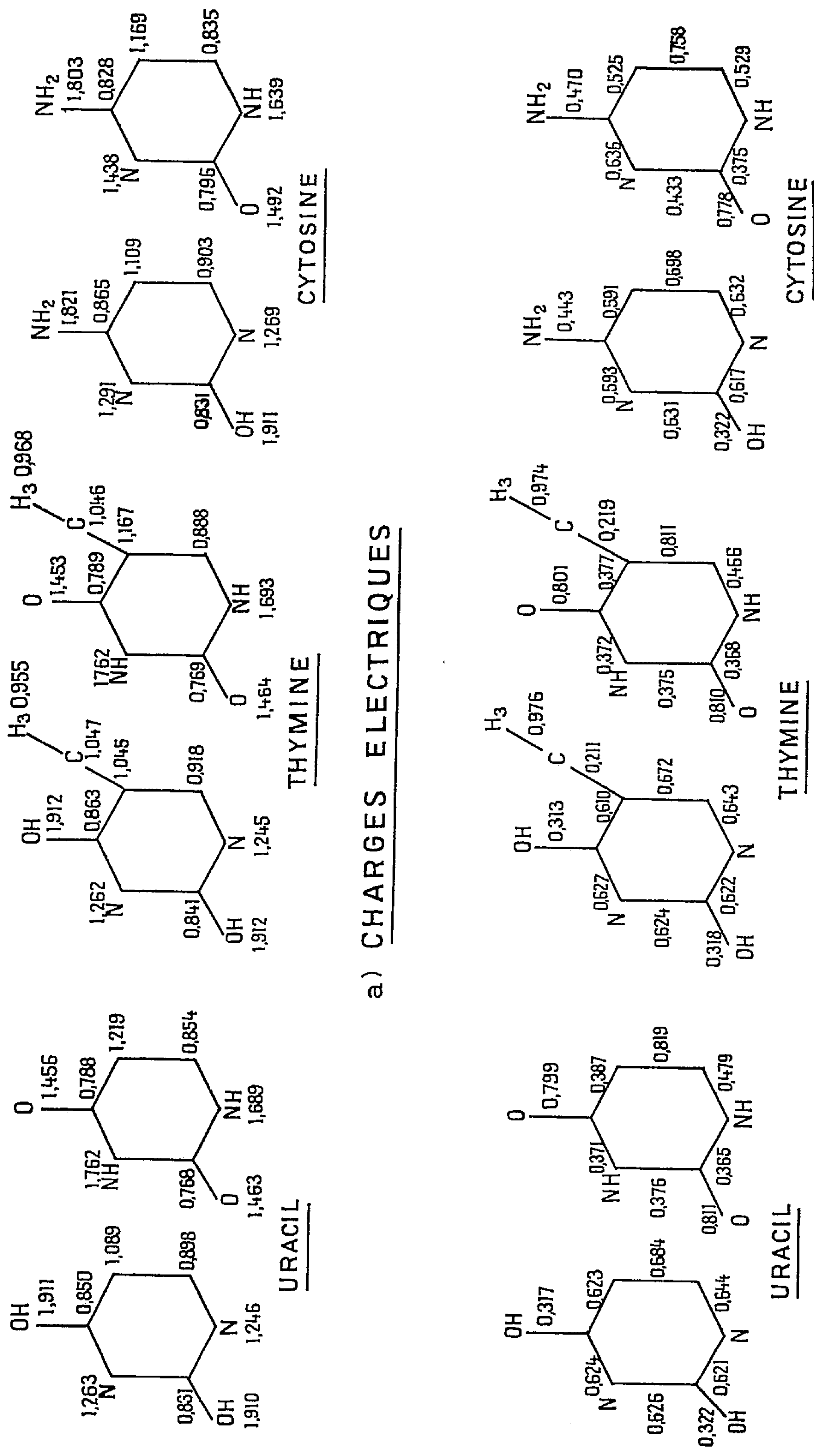
(4) G. F. Davidson, *J. Text. Inst.*, 34, 87, 1943.

(5) F. F. Morehead, *Text. Res. J.*, 20, 1950, p. 549.

CHIMIE THÉORIQUE. — *Structure électronique des pyrimidines entrant dans la constitution des acides nucléiques et des antimétabolites apparentés intervenant en chimiothérapie anticancéreuse* (1). Note (*) de Mme **Alberte Pullman** et M. **Bernard Pullman**, présentée par M. Louis de Broglie.

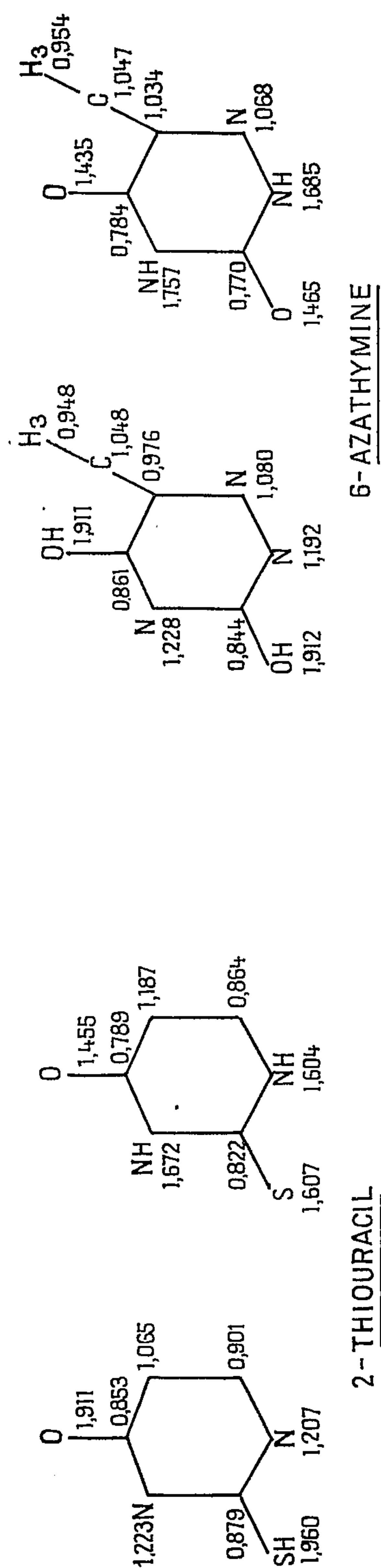
Nous avons présenté dans une Note antérieure (2) les résultats des calculs sur la distribution électronique dans les bases puriques fondamentales entrant dans la constitution des acides nucléiques ainsi que dans un certain nombre de composés apparentés. Ces données, enrichies de calculs complémentaires, ont servi à l'établissement de corrélations entre la structure électronique et l'activité en chimiothérapie anticancéreuse des antimétabolites des bases puriques (3) ainsi qu'à l'étude des différentes propriétés physicochimiques de ces corps (4).

La présente Note contient les résultats de calculs analogues effectués

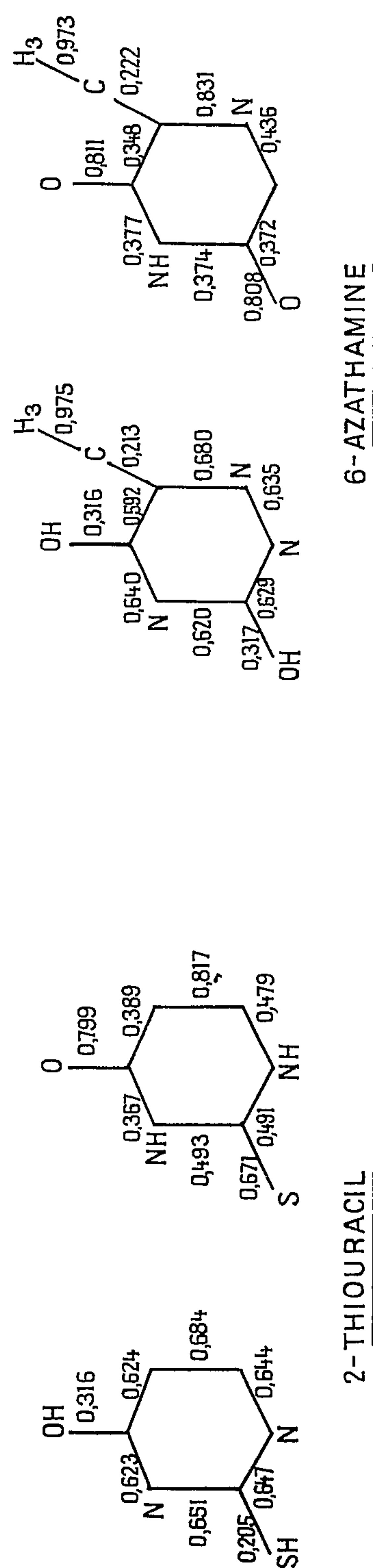


a) CHARGES ELECTRIQUES
URACIL
THYMINE
CYTOSINE
b) INDICES DE LIAISON MOBILE
URACIL
THYMINE
CYTOSINE

Fig. 1.



a) CHARGES ÉLECTRIQUES



b) INDICES DE LIAISON MOBILE

Fig. 2.

sur la distribution électronique dans les bases pyrimidiniques fondamentales, entrant dans la constitution des acides nucléiques : *l'uracil, la thymine* et *la cytosine*. Des calculs ont également été effectués pour un certain nombre d'antimétabolites potentiels et la Note présente les résultats obtenus pour deux tels composés particulièrement représentatifs ([5]) : le 2-thiouracil et la 6-azathymine.

Les substances considérées ici peuvent, en principe, manifester une isomérie amino-imine et céto-énolique. L'évidence expérimentale paraît indiquer l'exclusivité de la forme amine et une forte prépondérance de la forme cétonique ([6]). Les figures présentent les résultats des calculs pour la forme cétonique et la forme énolique.

Les détails des calculs et la discussion des résultats seront donnés au *Bulletin de la Société chimique de France*.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

([1]) Ce travail a bénéficié d'une subvention du Public Health Service des États-Unis.

([2]) A. PULLMAN, B. PULLMAN et G. BERTHIER, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 380.

([3]) B. PULLMAN et A. PULLMAN, *Colloque international sur la chimiothérapie des cancers et des leucémies*, Paris, 1957 (Éditions du C. N. R. S., sous presse); *Bull. Soc. Chim.* (sous presse).

([4]) A. PULLMAN, *Bull. Soc. Chim.* (sous presse).

([5]) J. H. BURCHENAL, *Current Res. in Cancer Chemiotherapy*, Report n° 4, 1956, p. 3.

([6]) *Voir*, par exemple : D. O. JORDAN dans E. CHARGAFF et J. N. DAVIDSON, *The nucleic acids*, Acad. Press., New-York, 1, 1955, p. 447.

CHIMIE MINÉRALE. — *Structure et stabilité du trisulfure de titane.* Note (*) de MM. **Yves Jeannin** et **Jacques Bénard**, présentée par M. Georges Chaudron.

L'existence du sulfure de titane TiS_3 a été signalée pour la première fois par Biltz, Ehrlich et Meisel ([1]) à la suite de mesures de tension de dissociation des phases dans le système titane-soufre. En 1954 Hägg et Schönberg ([2]) ont étudié ce système par rayons X sans retrouver ce composé; par contre, Hahn et Harder ([3]) l'ont isolé récemment et viennent d'en publier les paramètres cristallins. L'objet du présent travail, entrepris avant que nous ayons eu connaissance de cette publication, était de déterminer la structure et le domaine de stabilité de la phase TiS_3. Nous en résumerons ci-dessous les principaux résultats.

Si l'on chauffe entre 500 et 700°, dans un tube de silice scellé vide d'air, un mélange de soufre et d'éponge de titane à 0,14 % d'impuretés (Du Pont de Nemours, U. S. A.), correspondant à la composition TiS_3, on observe après 24 h de traitement le développement de beaux cristaux à éclat

métallique dont la forme dépend de la température : vers 650° ce sont des touffes de cristaux rubanés noirs, vers 550° des plaques hexagonales dorées. Un séjour prolongé, 15 jours par exemple, du tube scellé à la température de réaction peut donner naissance à des cristaux dont la plus grande dimension dépasse 10 mm. Le passage d'une forme à l'autre s'opère autant de fois qu'on le désire en faisant varier la température.

L'analyse de ces deux formes, faite par oxydation à l'air et pesée de l'oxyde TiO_2 formé, conduit pour les cristaux rubanés à la formule TiS_3 et pour les plaquettes hexagonales à la formule TiS_2.

L'étude cristallographique du disulfure permet de retrouver la maille hexagonale décrite antérieurement par Goldschmidt ([2]). Pour un échantillon de formule $TiS_{1,97}$ nous trouvons par la méthode Debye et Scherrer en retour, avec le chlorure de sodium comme étalon :

$$a = 3,400 \pm 0,001 \text{ Å},$$
$$c = 5,699 \pm 0,001 \text{ Å}.$$

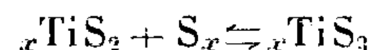
L'étude cristallographique du trisulfure par les méthodes du cristal tournant et de Laue donne une maille monoclinique de constantes :

$$a = 4,97 \text{ Å} \pm 0,01 \text{ Å},$$
$$b = 3,42 \text{ Å} \pm 0,01 \text{ Å},$$
$$c = 8,78 \text{ Å} \pm 0,01 \text{ Å},$$
$$\beta = 97^\circ\ 10'.$$

Ces résultats sont confirmés par des clichés de Weissenberg sur les strates ($h\,0l$), ($0\,k\,l$), ($h\,1l$), et sont en parfait accord avec ceux de Hahn et Harder ([3]), sauf en ce qui concerne l'axe c non binaire, qui est donné double par ces auteurs; les extinctions systématiques sont en effet limitées aux taches $0\,k\,0$ avec $k = 2n + 1$. La densité du trisulfure, mesurée par la méthode de la poussée d'Archimède dans le 1.2-dibrométhane, est égale à $3,20 \pm 0,01$. Le nombre de molécules par maille ainsi obtenu est égal à 2.

La comparaison des mailles de ces deux sulfures montre qu'elles possèdent un paramètre commun : 3,40 Å. Ceci explique pourquoi, lors du passage du disulfure au trisulfure, les rubans de trisulfure se développent souvent parallèlement aux côtés des hexagones de disulfure de manière à assurer la continuité de structure d'une phase à l'autre comme le montre le cliché de la figure 1 (G. = 60).

Nous nous sommes proposés ensuite de déterminer l'influence de la pression de vapeur de soufre sur la température de l'équilibre :



$$x\,TiS_2 + S_x \rightleftarrows x\,TiS_3$$

écrit ici sans préjuger de l'atomicité de la vapeur de soufre. L'étude a été

faite en déterminant les températures d'apparition et de disparition de la phase rubanée noire $Ti\,S_3$ sur une série de tubes scellés contenant une même quantité de sulfure $Ti\,S_2$ (100 mg) associée à des quantités variables de soufre. Le disulfure d'origine répondant à la formule $Ti\,S_{1,97}$ était

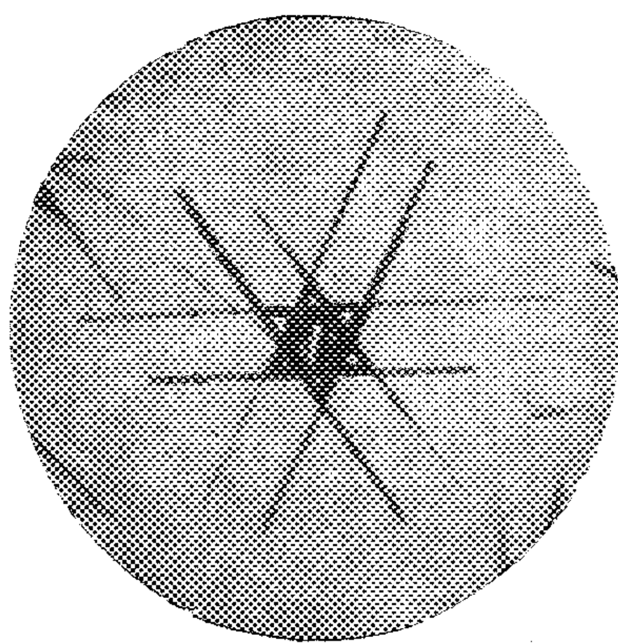


Fig. 1.

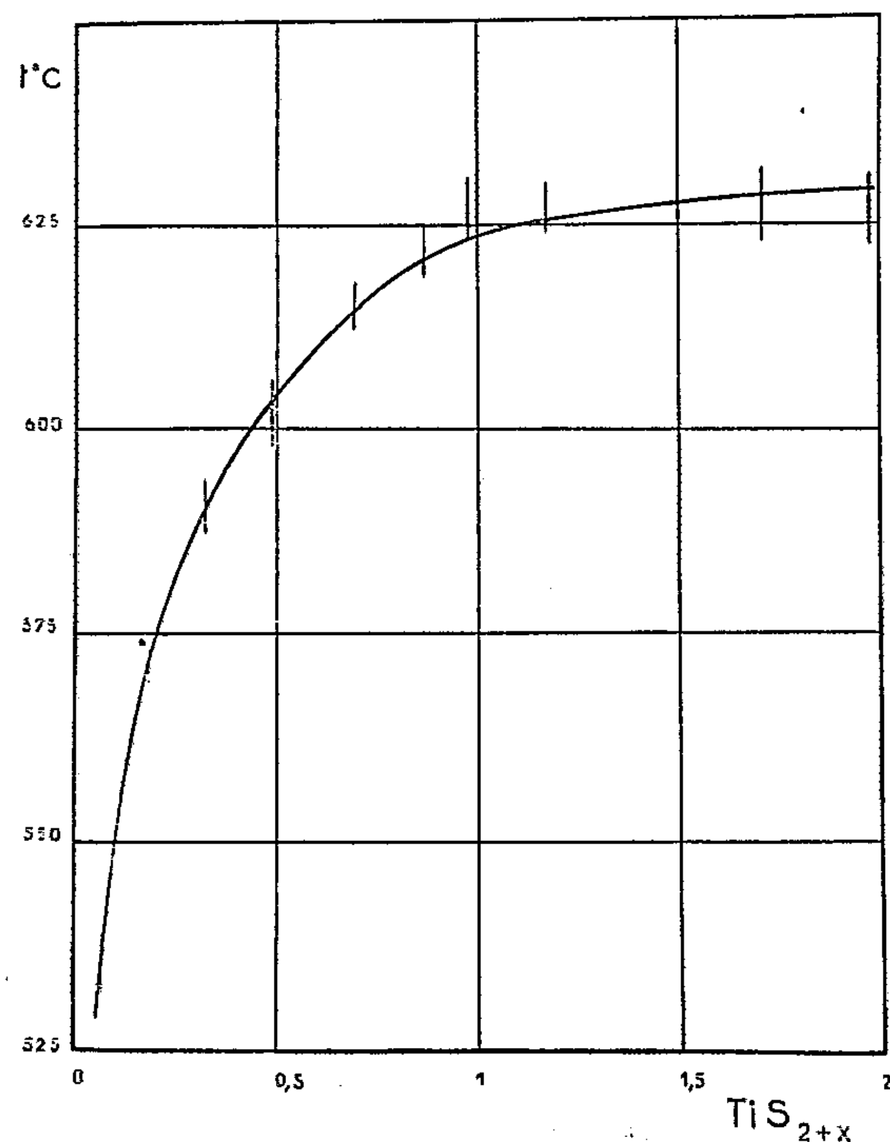


Fig. 2.

préparé par chauffage en tube scellé à 1000° C d'un mélange titane-soufre en proportion convenable. En pratique, lorsqu'on refroidit progressivement une ampoule donnée, la température d'apparition du trisulfure indique l'établissement de l'équilibre ci-dessus : la pression régnant alors dans l'enceinte est donc la tension de dissociation de $Ti\,S_3$ à cette température. Cette température devrait être retrouvée si, partant du trisulfure, on cherche à le faire disparaître complètement en réchauffant lentement l'échantillon; en fait, il existe entre ces valeurs expérimentales un léger décalage (*fig.* 2). La température d'équilibre, située entre ces deux limites, s'élève de 535° pour une composition globale $Ti\,S_{2,10}$, à 628° pour une composition globale $Ti\,S_4$, par suite de l'accroissement de la pression de vapeur du soufre dans l'enceinte. Ces pressions restent difficiles à déterminer : il faudrait en effet tenir compte de l'équation d'état de la vapeur de soufre, proche de son point d'ébullition dans ce domaine de température, et de l'atomicité de la vapeur, fonction de la pression et de la température.

Le fait que Hägg et Schönberg n'aient pas observé le trisulfure n'a rien de surprenant si l'on remarque que ces auteurs opéraient à une température située, d'après nos expériences, au-delà du domaine de stabilité de cette phase.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) W. BILTZ, P. EHRLICH et K. MEISEL, *Z. Anorg. Chem.*, 234, 1937, p. 97.
(2) G. HÄGG et N. SCHÖNBERG, *Arkiv för Kemi*, 7, 1954, n° 40, p. 371.
(3) H. HAHN et B. HARDER, *Z. anorg. allg. Chem.*, 288, nos 3-6, 1957, p. 241.
(4) V. M. GOLDSCHMIDT, *Geochemische Verteilungsgesetze*, VIII, Oslo, 1927.

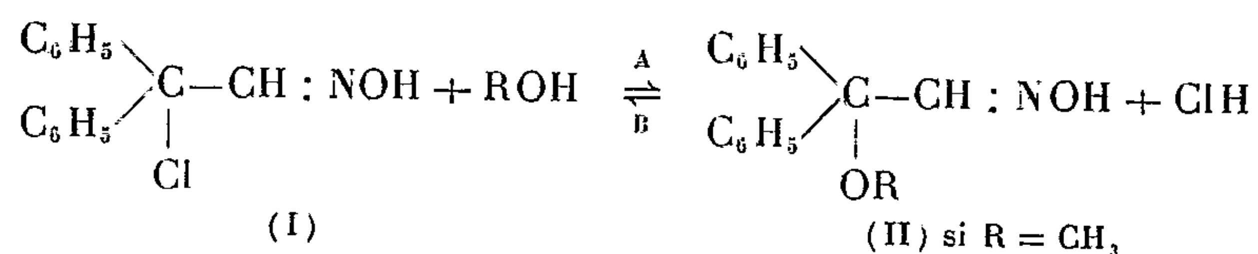
(*Laboratoire de Chimie minérale B. E. N. S. C. P.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèses de nitrosochlorures sans l'intervention du chlorure de nitrosyle.* Note de MM. **ROGER PERROT**, **PIERRE WODEY** et Mlle **GINETTE BAUDRY**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les dérivés alcoxylés obtenus par action des alcools sur le nitrosochlorure du diphényl-1.1 éthylène sont reconvertis en nitrosochlorure au moyen du gaz chlorhydrique en milieu éthéré.

Dans une Note précédente (1) nous avons montré que le nitrosochlorure du diphényl-1.1 éthylène (I) réagit très facilement avec les alcools pour donner les α.α-diphényl α-alcoxyacétaldoximes, selon le schéma A.

Ces dernières, lorsqu'elles sont soumises à l'action de ClH gaz en solution éthérée refroidie dans la glace, sont reconverties en nitrosochlorures (2) (schéma B).



Le nitrosochlorure obtenu est caractérisé par sa décomposition à la fusion, par sa transformation en nitrolamine de point de fusion caractéristiques ou encore par sa transformation en α.α-diphényl α-alcoxyacétaldoxime sous l'action d'un alcool.

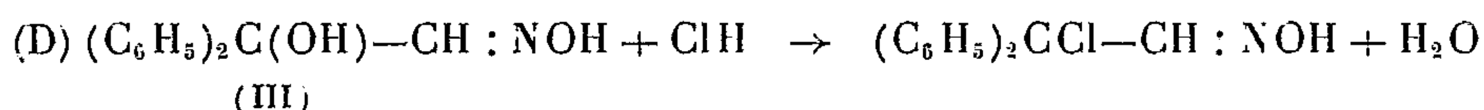
Ces faits montrent le caractère essentiellement réversible de la réaction d'un alcool avec un nitrosochlorure du type considéré et laisse entrevoir la possibilité d'une synthèse d'un nitrosochlorure sans l'intervention, directe ou indirecte, du chlorure de nitrosyle.

Pour que la réaction (B) ait lieu il faut que la concentration de ROH soit faible, c'est pourquoi on dissout la diphénylalcoxyacétaldoxime dans

l'éther. Ainsi lorsqu'on agite le nitrosochlorure avec du méthanol froid saturé de ClH, il est quand même transformé en diphénylméthoxyacétaldoxime (II) selon le schéma A.

Nous avons synthétisé (II) à partir de l'α.α-diphényl α-hydroxyacétaldoxime (III), obtenue selon Tiffeneau ([3]) par action de C_6H_5MgBr sur l'isonitrosoacétophénone, par méthylation directe au moyen de CH_3OH saturé de ClH (réaction C). Par dilution avec de l'eau on sépare un solide qui, purifié dans la ligroïne, fond à 115° et est identique à (II).

On peut former plus simplement encore le nitrosochlorure (I). Il suffit de faire passer ClH gaz dans une solution éthérée froide de (III):



(D) $(C_6H_5)_2C(OH)\text{—}CH:NOH + ClH \rightarrow (C_6H_5)_2CCl\text{—}CH:NOH + H_2O$
(III)

Les transformations A, B, C et D ont été suivies en identifiant les produits de réaction. On peut se rendre compte rapidement si l'une d'elles s'est produite en déterminant, même sur le produit brut, la teneur en chlore ou en groupement alcoxyle.

Par exemple, en partant du nitrosochlorure (I) préparé par la réaction (D), ou plus simplement par action de NO Cl sur le diphényléthylène, on peut faire une réaction (A), puis, sur le produit obtenu, une réaction (B) et, au moyen d'un autre alcool, refaire une réaction (A). On réalise ainsi une opération de remplacement d'un groupement alcoxyle par un autre.

Exemples 1. — On fait passer un courant de ClH dans 20 ml d'éther froid renfermant 1 g de diphénylméthoxyacétaldoxime (II). Le précipité blanc obtenu fond en se décomposant vers 90°. Par évaporation de l'éther on obtient encore du nitrosochlorure (en tout 0,95 g). Par action de CH_3OH on revient au produit initial.

2. Opération semblable avec 0,7 g de diphénylisobutoxyacétaldoxime. On a obtenu 0,55 g de nitrosochlorure pur, F 95-97° déc., donnant avec la pipéridine la nitrolamine fondant à 131-132° ([2]).

3. Opération semblable avec 1 g de diphénylbenzyloxyacétaldoxime, F 122°. On isole 0,7 g de nitrosochlorure brut, coloré en brun, qui est converti par le méthanol en (II) fusible à 115°.

4. Du nitrosochlorure (I) est agité avec du méthanol froid saturé de ClH. La solution colorée en violet est versée dans l'eau; c'est le dérivé méthoxylé (II) qui est précipité.

5. α.α-diphényl α-hydroxyacétaldoxime (III), F 122-124°. Masse moléculaire 450 dans le benzène, 250 dans le dioxane (calculée 227).

a. Action de ClH dans l'éther à 0°, Le produit grisâtre obtenu par évaporation de l'éther se décompose vers 90°, il est converti en nitrolamine fondant à 131° par la pipéridine; le méthanol le transforme en (II) fondant à 115°.

b. Méthylation, 25 ml de méthanol renfermant 1 g de (III) sont traités par Cl H gaz à 0° (il apparaît une coloration violette), chauffés à 35° et versés dans de l'eau. On obtient 0,85 g de (II) fondant vers 110°, et à 115° après cristallisation dans la ligroïne.

6. L'α-phényl α-paratolyl α-méthoxyacétaldoxime (F 84°) traitée par ClH dans l'éther conduit au nitrosochlorure que la pipéridine transforme en nitrolamine, F 122°, identique à celle obtenue à partir du nitrosochlorure pur, F 83-85° déc.

7. Opération semblable avec l'α.α-diparatolyl α-méthoxyacétaldoxime, F 120° (11,52 % O CH_3). Le produit obtenu ne renferme plus que 0,6 % O CH_3, il se décompose vers 90°; c'est du nitrosochlorure presque pur; traité avec du méthanol il redonne le produit de départ.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 283.
(2) R. Perrot, *Thèse*, Paris, 1939.
(3) A. Orekhoff et M. Tiffeneau, *Bull. Soc. Chim.*, 41, 1937, p. 841.

(*Faculté des Sciences de Besançon, Laboratoire de Chimie générale.*)

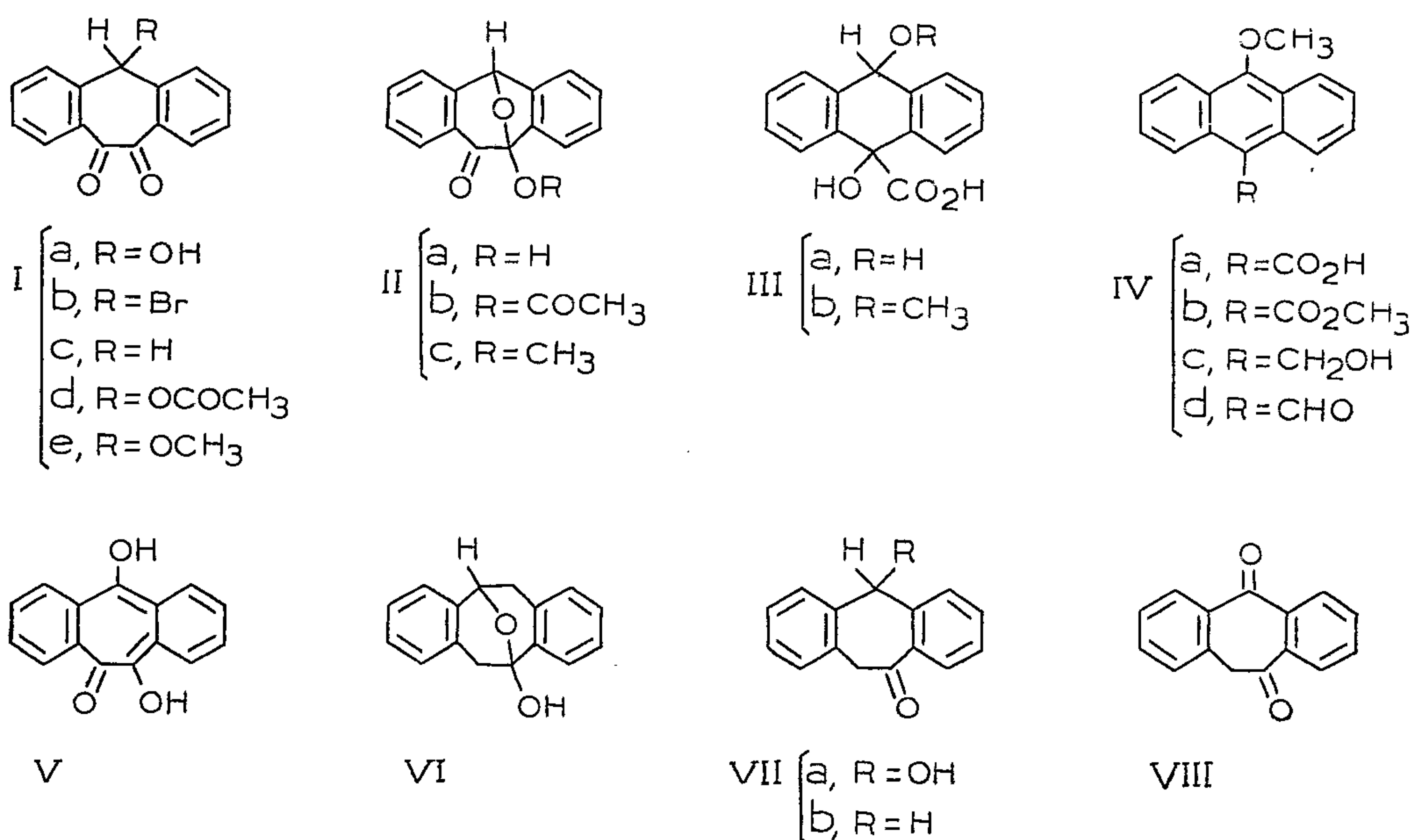
CHIMIE ORGANIQUE. — *Hémiacétalisation transannulaire chez les hydroxycétones dérivées du dibenzo [a, d] cycloheptadiène.* Note (*) de MM. **Jean Rigaudy** et **Lucien Nedelec**, présentée par M. Charles Dufraisse.

On montre que l'hydroxy-1 dibenzo-2.3, -6,7 cycloheptadiène dione-4.5 possède en réalité une structure hémiacétalique transannulaire. Cette hémiacétalisation paraît dépendre de l'activation du carbonyle intéressé car la monocétone hydroxylée correspondante est sous la forme non cyclisée.

Poursuivant nos recherches sur les cétones dérivées du dibenzo [*a, d*] cycloheptadiène (1), (2) et sur leur transformation éventuelle en composés à structure tropolonique (3), nous avons cherché à préparer l'hydroxy-1 dibenzo-2.3, -6.7 cycloheptadiène dione-4-5, I*a*. Cette dernière est, en effet, la forme tautomère d'une dibenzo γ-hydroxytropolone, V, qui, d'après nos résultats antérieurs (1), devait, très probablement, être instable à l'état libre mais qu'on pouvait espérer obtenir à l'état de dérivés.

Pour cela nous sommes partis de la dione monobromée, I*b*, $C_{15}H_9O_2Br$, aiguilles jaune citron, F_{inst} 215°, facilement accessible par action du brome sur la dione I*c*. L'hydrolyse de I*b* par Ag_2O en milieu hydroacétonique aboutissait à un composé hydroxylé, $C_{15}H_{10}O_3$, F_{inst} 168-169°, qui se présentait en bâtonnets incolores. Cette absence de coloration était singulière pour un composé α dicétonique, d'autant plus que la dione I*c* est normalement colorée en jaune; toutefois, le produit obtenu donnait bien, avec l'*o*-phénylène diamine à chaud, une quinoxaline, $C_{21}H_{14}ON_2$, F_{inst} 249°. De plus, dans la soude

aqueuse, où il se dissolvait à froid sans altération, il subissait par léger chauffage une dégradation en anthranol comme on pouvait s'y attendre avec un corps de structure I*a* se transformant par réarrangement benzilique en un acide dihydroanthracénique III*a*, instable et susceptible de se stabiliser par perte simultanée d'eau et de gaz carbonique. L'acidification ultérieure de la solution alcaline conduisait à l'anthrone.



L'estérification du composé hydroxylé par le mélange anhydride acétique-acétate de sodium aboutissait à un monoacétate, $C_{17}H_{12}O_4$, aiguilles incolores, F_{inst} 139-140°, tandis que, par chauffage dans le méthanol chlorhydrique, on obtenait un monoéther méthylique, $C_{16}H_{12}O_3$, cristaux incolores, F_{inst} 106-107°. Ces deux monodérivés ne donnaient plus d'hydrogène mobile par la méthode de Zerewitinoff, ce qui excluait pour le composé hydroxylé la structure V, considérée déjà comme très improbable. La structure I*a* n'en était pas pour autant établie car l'absence de coloration qui avait paru étonnante pour le composé hydroxylé se retrouvait chez ses monodérivés et, en outre, ces derniers ne réagissaient plus avec l'*o*-phénylènediamine. Par ailleurs, le monoéther méthylique se révélait insensible à l'action des alcalis, même à chaud, ce qui paraissait tout à fait anormal pour une structure α dicétonique telle que I*e*. Nous nous sommes par suite demandé si le composé hydroxylé de départ ne possédait pas, au lieu de la structure I*a*, la structure hémiacétalique tautomère II*a*, résultant d'une addition transannulaire de l'hydroxyle sur l'un des carbonyles. Du fait de la tautomérie, le composé hydroxylé devait dans ce cas présenter des propriétés dicétoniques alors que ses monodérivés, de formules respectives II*b* et II*c*, devaient en être dépourvus.

Nous avons pu montrer qu'il en était bien ainsi en préparant, directement à partir de la dione bromée I*b*, les monodérivés de structure dicétonique, I*d* et I*e*, isomères des précédents. L'action de l'acétate d'argent sur I*b* conduit au monoacétate I*d*, $C_{17}H_{12}O_4$, cristaux jaunes, F_{inst} 157-158°, manifestement différent de l'acétate II*b*, préparé à partir de II*a*. De même, la dissolution de I*b* dans la potasse méthylique à froid donne l'éther I*e*, $C_{16}H_{12}O_3$, cristaux massifs jaunes, F_{inst} 192-193°, différent de II*c*.

Ces nouveaux dérivés réagissent normalement avec l'*o*-phénylènediamine pour donner les quinoxalines correspondantes : quinoxaline de I*d*, $C_{23}H_{16}O_2N_2$, F_{inst} 238°; quinoxaline de I*e*, $C_{22}H_{16}ON_2$, F_{inst} 188° puis 196-197°. Par chauffage avec les alcalis aqueux suivi d'acidification, ils subissent la même dégradation en anthrone que le composé hydroxylé. En outre avec l'éther I*e*, il nous a été possible de vérifier l'exactitude du processus de dégradation précédemment admis; en prenant la précaution d'acidifier la solution alcaline à un pH voisin de 4, nous avons pu isoler l'étape intermédiaire, l'acide dihydroanthracénique III*b*, $C_{16}H_{14}O_4$, cristaux incolores F_{inst} 190° (décomp.). Cet acide et son ester méthylique, $C_{17}H_{16}O_4$, bâtonnets incolores, F_{inst} 110° puis 121°, obtenu par le diazométhane, présentent des spectres ultraviolets caratéristiques de la structure dihydroanthracénique ([4]).

L'acide III*b* est très sensible à l'action des acides forts qui le décomposent rapidement en anthrone. Nous avons pu néanmoins, par ébullition dans KOH isobutylique, le déshydrater en acide anthracénique IV*a*, $C_{16}H_{12}O_3$, cristaux jaune pâle, F_{inst} 219-221°. L'ester méthylique IV*b*, $C_{17}H_{14}O_3$, F_{inst} 117°, est réduit par $LiAlH_4$ en méthoxy-9 hydroxyméthyl-10 anthracène, IV*c*, $C_{16}H_{14}O_2$, cristaux jaune pâle, F_{inst} 149-151°, qu'on obtient également par une réduction analogue du méthoxy-9 formyl-10 anthracène, IV*d*, déjà connu ([5]).

L'état de tautomérie du composé hydroxylé, précédemment décrit, se trouve démontré par le fait qu'on peut le régénérer à partir des dérivés des deux séries : par saponification alcaline à froid des acétates I*d* et II*b* ou par coupure à l'aide de BrH concentré des éthers I*e* et II*c*. Cependant l'identité parfaite de son spectre ultraviolet et de ceux des dérivés II*b* et II*c* prouve qu'il possède la structure II*a* ([4]).

Si l'hémiacétalisation intramoléculaire est une réaction assez générale chez les cétones et aldéhydes hydroxylés acycliques, l'hémiacétalisation transannulaire semble, par contre, beaucoup plus rare. Toutefois, il a été montré que l'hydroxy-5 dibenzo-2.3,-6.7 cyclooctadiénone-1 possédait en réalité la structure cyclisée VI ([6]). Il était par suite indiqué de rechercher si une telle hémiacétalisation n'intervenait pas également pour la monocétone correspondante de notre série, l'hydroxycétone VII*a*.

La réduction par la poudre de Zn dans NH_4OH [*voir* ([7])] de la dione-1.4, VIII, obtenue précédemment ([2]), conduit à un composé, $C_{15}H_{12}O_2$, cristaux incolores, F_{inst} 152-153°, qui est très probablement l'hydroxy-1 dibenzo-2.3,-6.7

cycloheptadiénone-4, de structure non hémiacétalique VII*a*. En effet son spectre infrarouge traduit la présence des fonctions OH et C = O et son spectre ultraviolet, tout à fait identique à celui de la cétone simple VII*b*, indique que le C = O doit se trouver en position 4 ([4]).

L'hémiacétalisation transannulaire dans la série du dibenzo [*a*, *d*] cycloheptadiène paraît donc nécessiter une activation du carbonyle intéressé; dans le cas de II*a* cette activation est apportée par un second carbonyle. Nous avions déjà constaté chez la dione I*c* la grande tendance du carbonyle ainsi activé à additionner les alcools pour donner les hémiacétals correspondants.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) J. Rigaudy et L. Nedelec, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1287.

(2) J. Rigaudy et L. Nedelec, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1096.

(3) L. Nedelec, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1934.

(4) Les spectres d'absorption seront reproduits dans une publication ultérieure.

(5) F. Krollpfeiffer, *Ann.*, 462, 1928, p. 63.

(6) A. C. Cope et S. W. Fenton, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 1668.

(7) J. W. Cook, *J. Chem. Soc. London*, 1928, p. 61.

(*Laboratoire de Chimie organique de l'École Supérieure de Physique et de Chimie industrielles, Paris*).

GÉOPHYSIQUE. — *Sur quelques anomalies gravimétriques en Bretagne*. Note de MM. **Robert Bollo**, **Jean Goguel** et **Jean-Louis Jæger**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Des levers sont actuellement en cours en Bretagne pour l'établissement par le Bureau de recherches géologiques, géophysiques et minières de la Carte Gravimétrique de la France au 1/80 000e. Dans l'ensemble, les feuilles provisoires montrent une bonne concordance entre les variations de la gravité et les caractères géologiques connus : parallélisme entre les isanomales et les structures, coïncidence entre des anomalies légères et les affleurements de massifs granulitiques (1), etc.

Mais, dans quatre cas actuellement relevés, on a rencontré un type d'anomalies tout à fait différent qui tranche avec l'allure générale de la carte gravimétrique. Il s'agit d'anomalies légères occupant des surfaces relativement petites, de formes allongées selon des directions allant de Nord-Sud à Nord-Nord-Ouest-Sud-Sud-Est, c'est-à-dire traversant les directions géologiques régionales, et caractérisées d'autre part par la diminution très rapide des valeurs de g : 6 à 8 mgal sur 1 km.

Deux d'entre elles se situent à faible distance sur le prolongement l'une de l'autre à Nort et à Saffré (feuille de Saint-Nazaire), la troisième est à Sainte-Anne-sur-Vilaine (feuille de Redon) et la quatrième au Sud-Ouest

de Rennes (feuille de Rennes), également à proximité du cours de la Vilaine. Cette dernière présente une longueur nettement supérieure à celles des précédentes, près de 15 km contre environ 5 km à Nort et à Sainte-Anne, et moins de 4 km à Saffré. Mais dans tous les cas les largeurs sont voisines, de l'ordre de 2 à 3 km. Les défauts de gravité par rapport aux valeurs moyennes limitrophes vont de 6,5 mgal (Saffré) à 8,5 mgal (Rennes), avec 7,5 mgal à Sainte-Anne et à 8 mgal à Nort.

Le caractère le plus remarquable de ces anomalies est la coïncidence qu'elles présentent avec des formations tertiaires indiquées par la carte géologique, affleurant sur des surfaces limitées et qui pour Nort, Saffré et Sainte-Anne n'étaient connues que sur de faibles épaisseurs : moins de 40 m à Nort et à Saffré pour des couches essentiellement calcaires (lacustres ou marines) allant du Lutétien supérieur à l'Aquitanien; encore moins à Sainte-Anne. A Rennes, la partie Sud du bassin tertiaire a été recoupée en profondeur par la mine de Pontpéan. On y a reconnu que ce bassin est limité à l'Ouest par une faille subverticale qui le met en contact avec les schistes de Rennes (Briovérien) jusqu'à près de 250 m de profondeur, presque sous le cours de la Seiche, le fond du bassin remontant de ce point vers le Sud, au moins de 150 m. Le maximum de l'anomalie gravimétrique négative se trouve cependant à 2 km au Nord de la zone reconnue par la mine, où l'anomalie n'atteint que 2 mgal. L'âge exact de ces terrains constitués essentiellement d'argiles, de sables et de graviers n'est pas déterminé. Ils sont recouverts par les calcaires de Rennes (Oligocène).

Les caractères gravimétriques des anomalies ne paraissent explicables que par la présence, à très faible profondeur, d'une masse nettement plus légère que les roches limitrophes. Le défaut de masse correspondant à ces anomalies négatives est d'environ 1000 Mt à Nort et à Sainte-Anne, 500 Mt à Saffré, 2 500 Mt à Rennes. Les surfaces que paraît occuper dans chaque cas la formation légère sont de l'ordre de 10 km^2 à Nort et Sainte-Anne, 4 km^2 à Saffré, 25 km^2 à Rennes. En supposant pour cette formation un défaut de densité de 0,5 par rapport aux terrains encaissants, on voit qu'elle devrait avoir dans tous les cas des épaisseurs moyennes de 200 à 250 m. On notera cependant que la largeur à attribuer à l'anomalie de densité profonde ne peut, au stade actuel de l'interprétation, être appréciée que d'une manière assez grossière.

Les observations faites à Pontpéan conduisent à penser que l'anomalie gravimétrique doit être interprétée par l'existence très locale d'une épaisseur considérable de terrain tertiaire. Nous suggérons qu'il pourrait en être de même pour les autres anomalies, et qu'elles pourraient tenir à l'existence de bassins, peut-être de graben faillés, de faible largeur, mais comportant une grande épaisseur de terrains tertiaires légers, contrai-

rement à ce que l'étude des affleurements avait conduit à supposer.

Il est impossible de dire dans quelle mesure des affaissements postérieurs ont simplement conservé des lambeaux de formations antérieurement plus étendues, ou quel rôle a pu jouer une subsidence contemporaine du dépôt, mais cette seconde hypothèse paraît *a priori* vraisemblable.

(1) *Voir* : S. Coron, *Sciences de la Terre*, 2, 1954, n° 4.

(*Bureau de Recherches géologiques, géophysiques et minières.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Mise en évidence d'une forme combinée de l'ombelliférone dans l'*Hieracium Pilosella *L., après stabilisation.* Note de Mme **Micheline Haag-Berrurier**, présentée par M. Raoul Combes.

La Piloselle stabilisée renferme, à côté d'une petite quantité d'ombelliférone libre, une combinaison hydrolysable par les acides et l'émulsine, localisée principalement dans les feuilles, et qui est vraisemblablement un hétéroside de l'ombelliférone.

Parmi plusieurs substances extraites de l'*Hieracium Pilosella* L., et possédant une action antibiotique vis-à-vis de certains *Brucella*, P. Duquénois et E. Greib (1) ont isolé et identifié l'ombelliférone.

Ces auteurs avaient utilisé, sans stabilisation préalable, la Piloselle entière fraîche ou séchée. Il nous a paru intéressant d'étudier cette hydroxy-7 coumarine dans la plante stabilisée.

Comme matériel, nous avons choisi les feuilles de Piloselle, car elles sont nombreuses sur un même pied, faciles à isoler et riches en ombelliférone.

Ultérieurement nous leur avons comparé les stolons, les souches et les racines (ces dernières sont grêles, peu nombreuses et leur point d'insertion sur la souche est assez difficile à déterminer).

Ces différents organes ont été stabilisés dans les vapeurs d'éthanol bouillant, 2 ou 3 h après la récolte.

Connaissant la vive fluorescence de l'ombelliférone en lumière ultraviolette, la technique de chromatographie de partage sur papier nous a semblé être une méthode de recherche à la fois simple et fine.

Nous avons été guidée par une première observation : en comparant dans des conditions aussi quantitatives que possible, les chromatogrammes de deux extraits aqueux totaux de poudre de feuilles de Piloselle provenant d'une même récolte, l'un préparé à partir des feuilles stabilisées, l'autre à partir des feuilles séchées à l'air, nous avons constaté que le premier extrait est pauvre en ombelliférone libre, dont la fluorescence violette n'apparaît qu'après pulvérisation d'une solution alcaline sur le chromatogramme.

S'il a subi l'hydrolyse acide, l'extrait stabilisé présente au contraire, tout comme l'extrait de feuilles séchées à l'air, le spot très fluorescent de l'hydroxy-7 coumarine. La feuille stabilisée renferme donc, à côté d'une petite quantité d'ombelliférone libre, de l'ombelliférone combinée.

Nous avons essayé de localiser la position de cette combinaison sur le chromatogramme.

1 g de poudre est épuisé par 100 ml d'eau pendant 30 mn à l'ébullition. La solution extractive est filtrée et déféquée par 5 ml d'une solution d'acétate neutre de plomb à 10 %, qui ne précipite pas la combinaison, puis filtrée à nouveau et le précipité lavé à l'eau. Le plomb en excès est précipité par l'hydrogène sulfuré qui est éliminé à l'ébullition après filtration. Le filtrat est concentré puis déposé en traits sur papier Whatman n° 1.

Le chromatogramme est développé pendant 24 h dans le solvant *n*-butanol-acide acétique-eau (40.10.50) à 18-20° C.

Après séchage on peut repérer, en lumière de Wood, plusieurs zones fluorescentes :

— A la partie supérieure la zone de l'ombelliférone de R_f 0,91 [2];

— Une bande bleu violet qui devient jaune en milieu alcalin de R_f 0,59-0,66 [2];

— Une bande violet sombre de R_f 0,51-0,57 devient bleu clair intense par pulvérisation d'une solution de CO_3Na_2 à 5 % (cette bande est cependant moins brillante que celle de l'ombelliférone);

— Enfin, une bande blanc rosé, devenant orangée sous l'influence des sels alcalins et de R_f 0,47-0,52.

Ces différentes zones fluorescentes sont découpées et les surfaces non fluorescentes du chromatogramme fractionnées en bandes de R_f déterminé.

Puis chaque bande est éluée séparément dans l'éthanol à 50° pendant 24 h.

On prélève deux volumes égaux de chaque éluat : l'un sert de témoin, l'autre est soumis à l'hydrolyse chlorhydrique et tous deux chromatographiés à nouveau.

L'examen du deuxième chromatogramme révèle que la tache violette de R_f 0,51-0,57 a totalement disparu après hydrolyse tandis qu'une tache de vive fluorescence bleue violette de R_f 0,91 est apparue.

On obtient des résultats comparables si l'on réalise l'hydrolyse avec de l'émulsion pure Fluka, placée dans ses conditions d'action optima, tandis que l'invertase pure de la même marque se montre inactive.

Nous avons donc tout lieu de penser que la feuille de Piloselle stabilisée renferme, à côté d'une petite quantité d'ombelliférone libre, un hétéroside de l'hydroxy-7 coumarine.

Les stolons, souches et racines renferment-ils aussi cet hétéroside ?

Le travail suivant nous a renseigné sur leur richesse comparative en hétéroside et en ombelliférone libre.

Nous avons fait deux extraits aqueux de 50 mg de poudre stabilisée de chacun de ces organes provenant tous d'une même récolte. L'un des extraits est hydrolysé par l'émulsine, l'autre constitue le témoin. Après défécation, un même volume de chaque filtrat est déposé en spots sur papier, et chromatographié.

Le chromatogramme développé permet les observations suivantes :

— Avant hydrolyse, seules les feuilles présentent les taches visibles de l'ombelliférone libre et de l'hétéroside;

— Après hydrolyse, les feuilles donnent une tache d'ombelliférone dont la surface est de trois à quatre fois supérieure à celle de la tache d'ombelliférone libre et dont la fluorescence est beaucoup plus intense; stolons, souches et racines libèrent de l'ombelliférone à l'hydrolyse. Ils renferment donc aussi l'hétéroside, mais en si faible quantité que l'œil ne peut percevoir la fluorescence de son spot.

La fluorescence et la surface de la tache d'ombelliférone libérée sont, pour les stolons, à peu près égales à celles de l'ombelliférone libre dans les feuilles; elles diminuent des stolons aux souches, puis aux racines.

Par le truchement de la chromatographie, nous avons pu faire quelques essais de solubilité de l'hétéroside dans l'eau, le méthanol, l'éthanol à 95°, le butanol, l'acétone et l'éther.

Il est à peu près aussi soluble à froid dans l'eau et le méthanol, beaucoup moins dans l'éthanol, et pratiquement insoluble dans le butanol, l'éther et l'acétone.

A la lumière de ces différentes observations, nous pouvons donc conclure provisoirement que l'*Hieracium Pilosella* L. renferme un hétéroside de l'ombelliférone peu soluble en général dans les solvants organiques, hydrolysable par les acides et l'émulsine, et localisé en majeure partie dans les feuilles de cette plante.

Les travaux d'extraction de cet hétéroside sont en cours, afin d'en pouvoir déterminer la structure et les propriétés.

(1) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1354.

(2) P. Duquénois et E. Greib, *Ann. pharm. fr.*, 14, 1956, p. 687-689.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Étude du métabolisme de l'acide glutamique dans les feuilles et les racines de* Bryophyllum Daigremontianum *Berger à l'aide d'acide glutamique marqué par* ^{14}C *en* 1 *ou en* 3.4. Note de Mlle **Marie-Louise Champigny**, présentée par M. Raoul Combes.

L'absorption d'acide glutamique marqué par ^{14}C en 1 ou en 3.4 permet de suivre les relations existant entre cet amino-acide et les différents corps qui en dérivent après une dégradation plus ou moins prononcée. La lumière accélère ces transformations.

Au cours de travaux relatifs à la fixation de $^{14}CO_2$ par les feuilles de *Bryophyllum Daigremontianum* Berger, j'ai constaté que la genèse de l'acide glutamique était plus rapide à la lumière qu'à l'obscurité ([1]). Il a semblé intéressant de compléter ces résultats par l'étude des composés formés à partir d'acide glutamique radioactif fourni à des boutures de feuilles cultivées en aquiculture, qui ont l'avantage d'offrir une grande surface foliaire à la lumière et de permettre une absorption rapide des substances dissoutes. Lorsque les feuilles ont 10 cm de long, les boutures reçoivent de l'acide (*dl*)-glutamique radioactif, d'activité spécifique 1 C/mole, en solution à la concentration de 73,5 mg/l. Pour une série, l'acide glutamique est marqué en 1 ($COOH\text{-}CH_2\text{-}CH_2\text{-}CH(NH_2)\text{-}^{14}COOH$), pour l'autre, il l'est en 3.4 ($COOH\text{-}^{14}CH_2\text{-}^{14}CH_2\text{-}CH(NH_2)\text{-}COOH$). Chaque série comporte deux lots de 4 ou 5 boutures recevant chacune 10 μC d'acide glutamique. Un lot est exposé à la lumière (20 000 lx) pendant 6 h et un autre mis à l'obscurité pendant le même temps, à la température de 21° C.

Les feuilles et les racines sont fixées séparément par projection dans l'alcool méthylique bouillant. Après extraction, les substances solubles sont fractionnées en trois groupes (amino-acides, acides organiques + composés phosphorylés, glucides) à l'aide de résines échangeurs d'ions. Les aminoacides sont séparés par chromatographie sur papier, les acides organiques par chromatographie sur colonne de silice. La radioactivité est déterminée après élution.

Les principaux résultats sont donnés dans les tableaux I et II.

L'absorption maximum correspond à la teneur moyenne en acide glutamique des feuilles dans les conditions normales de développement.

Bien que les quantités absorbées au cours des expériences I et II soient différentes, il est possible de dégager les conclusions suivantes.

La radioactivité totale fixée est plus grande à la lumière qu'à l'obscurité. *Dans les racines*, une partie importante de l'acide glutamique est transformée. La radioactivité se retrouve, soit dans d'autres amino-acides libres ou engagés dans les protéines, soit dans les acides organiques.

Par suite, les feuilles reçoivent à la fois de l'acide glutamique, qui représente encore la majeure partie de l'apport radioactif, et quelques produits de ses transformations.

Dans les feuilles, à l'obscurité, des transformations analogues se poursuivent, mais à une vitesse vraisemblablement plus faible.

Dans les feuilles, à la lumière, la dégradation de l'acide α-cétoglutarique provenant de la désamination de l'acide glutamique est accélérée. Ce fait est traduit par la diminution de la radioactivité des acides organiques, particulièrement nette en présence de l'acide glutamique 1 ^{14}C. Le $^{14}CO_2$ libéré est repris par photosynthèse, d'où l'apparition de glucides radio-

actifs. La vitesse de l'apparition de ces derniers est lente, puisqu'elle nécessite la dégradation antérieure de l'acide glutamique par les mécanismes des oxydations qui sont eux-mêmes lents.

TABLEAU I.

Activités en nombre de coups × 10⁻³ par minute et par gramme de feuilles sèches (F) *et pour le poids sec correspondant de racines* (R) (50 à 80 mg). *Répartition de l'activité dans les différentes fractions des substances solubles.*

	Exp. I : Acide glutamique 3.4 ^{14}C.				Exp. II : Acide glutamique 1 ^{14}C.			
	F. lum.	R. lum.	F. obsc.	R. obsc.	F. lum.	R. lum.	F. obsc.	R. obsc.
Insoluble	8,5	5,0	3	5,2	Traces	0,5	Traces	0,4
Soluble	19,3	26,9	17,9	6,7	1,1	2,3	0,4	1,9
Ac. aminés (%)	76,6	71,9	71	63	92	79,1	90	80,5
Ac. organ. + comp. phosp. (%)	23,4	28,1	29	37	3,7	17	8	19
Glucides (%)	Traces	Traces	Traces	0	4,3	3,9	2	0,5

TABLEAU II.

Pourcentages de la radioactivité des acides aminés et des acides organiques par rapport à l'activité de l'extrait soluble total.

	Expérience I : Acide glutamique 3.4 ^{14}C.		Expérience II : Acide glutamique 1 ^{14}C.	
	F. lum.	R. lum.	F. lum.	R. lum.
Acide aspartique	0,6%	0 %	3,2%	0 %
» glutamique	45	54	75,4	57,2
α-alanine	0,5	3	0	0
Glutamine	23,2	1,5	7,4	12,6
Acide γ-aminobutyrique	5,2	13,4	0	0
Leucine	1,5	Traces	0	0
Glycocolle	Traces	0	0	0
Thréonine	0	Traces	0	0
Acide pyrrol.-carb.	Traces	Traces	6	8,8
» pyruvique	11		1,2	0,9
» α-cétoglutarique	2,4 (*)		0,3	1,5
» succinique + fumarique			0,6	
» glycolique + aconitique	1,5	28,1	0,2	3,1
» malique	2		Traces	6,6
» citrique	3		0,3	0,4
» isocitrique	1,2			5

(*) La radioactivité de ces différents acides a été vérifiée par autoradiographie.

Le $^{14}CO_2$ libéré peut également être repris par β-carboxylation, mais cette reprise n'est importante que pour les organes placés à l'obscurité.

L'analyse détaillée des différents acides organiques (tableau II) montre

que la désamination de l'acide glutamique et la décarboxylation de l'acide α-cétoglutarique jouent un rôle essentiel dans la dispersion de la radioactivité.

L'activité des acides organiques est plus importante à la suite d'absorption d'acide glutamique $3\text{-}4\,^{14}C$. Le marquage des acides α-cétoglutarique, succinique, fumarique, malique, citrique et isocitrique dans les feuilles, à la lumière et à l'obscurité, témoigne de l'entrée dans le cycle de Krebs de la molécule d'acide glutamique après désamination [*cf.* C. Lioret (2)]. De plus, l'acide malique des feuilles, à l'obscurité, présente une forte activité (20,7 % de l'activité totale) due à son accumulation caractéristique de la β-carboxylation.

L'analyse détaillée des amino-acides montre dans tous les cas une amidation de l'acide glutamique avec formation de glutamine.

L'absence de radioactivité de l'acide γ-aminobutyrique, après absorption d'acide $1\,^{14}C$, s'oppose à son activité notable après absorption d'acide $3.4\,^{14}C$, puisqu'il dérive de la décarboxylation de l'acide glutamique. En présence d'acide $3.4\,^{14}C$, les marquages de l'acide aspartique, du glycocolle et de l'α-alanine, de même que celui de l'acide pyruvique, sont en relation avec les dégradations profondes de l'acide glutamique [*cf.* A. W. Naylor et N. E. Tolbert (3)].

En présence de l'acide $1\,^{14}C$, la radioactivité de l'acide aspartique qui se retrouve même à l'obscurité résulte vraisemblablement d'une reprise du $1\,^{14}C$ par β-carboxylation.

L'acide pyrrolidone-carboxylique, ainsi que la proline radioactive présente dans les protéines des feuilles et des racines ayant absorbé l'acide $3.4\,^{14}C$, proviennent de la cyclisation de l'acide glutamique.

Il faut signaler encore la présence d'arginine, de tyrosine, d'histidine et de valine radioactives dans les protéines.

L'absorption d'acide glutamique 1 ou $3.4\,^{14}C$ permet donc de distinguer les amino-acides qui en dérivent après décarboxylation et ceux dont la genèse ne nécessite pas ce début de dégradation.

A la faiblesse de la vitesse des oxydations cellulaires, responsables en majeure partie de la dispersion de la radioactivité de l'acide glutamique, s'oppose la multiplicité des corps qui en tirent leur origine. La lumière accélère cette dispersion aussi bien dans les acides organiques que dans les acides aminés et les protéines.

(1) M.-L. Champigny, G. Jolchine et A. Moyse, *Conf. int. Radioisotopes Rech. Sc.*, U. N. E. S. C. O., Paris, 1957 (sous presse).

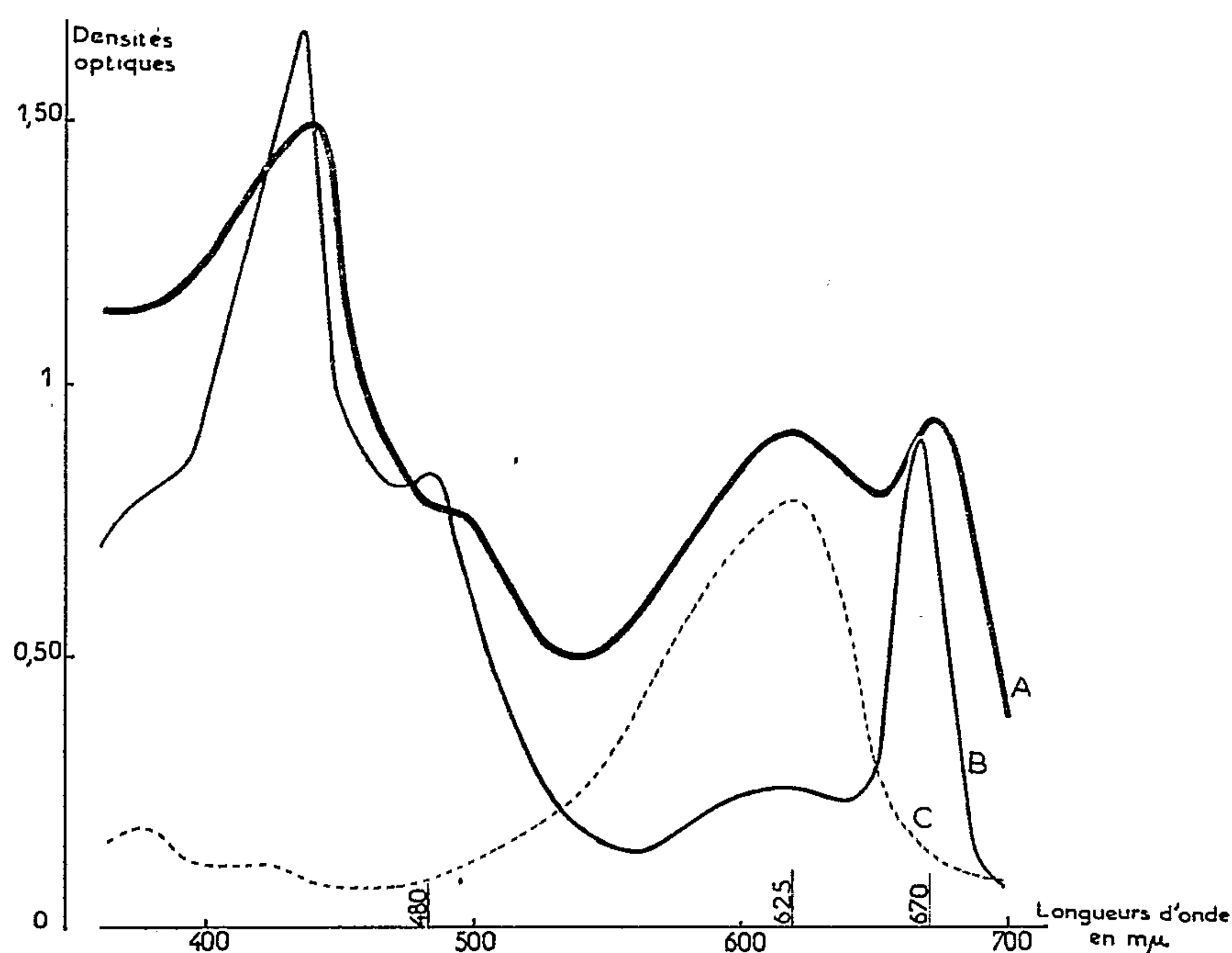
(2) *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1329.

(3) *Physiologia Plantarum*, **9**, 1956, p. 220-229.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Influence de la température et de l'éclairement sur la teneur en pigments d'*Oscillatoria subbrevis *Schmidle* (Cyanophycées). Note de M. **Jacques Garnier**, présentée par M. Lucien Plantefol.

L'analyse des teneurs en pigments d'*Oscillatoria subbrevis* Schmidle, cultivée à des températures et à des éclairements différents, montre qu'aux faibles intensités lumineuses les teneurs en phycocyanines et chlorophylle *a* sont plus élevées à 20 qu'à 40°C. Il n'en est plus de même pour des éclairements plus intenses.

La même souche d'*Oscillatoria subbrevis* Schmidle, Cyanophycée d'eau thermale, est cultivée dans des conditions identiques par ailleurs, aux températures de 20 et 40° C. Les cultures sont faites en conditions aseptiques dans un milieu synthétique en présence d'air enrichi de CO_2 (1). Elles sont illuminées pendant 12 h sur 24, les éclairements étant de 3 000, 3 300, 5 800 ou 12 000 lx selon les cas. Les volumes d'algues fraîches et les masses de substance sèche sont déterminés, ainsi que différents spectres d'absorption.



Spectres d'absorption d'une suspension (A) correspondant à 1 mg d'algues sèches par centimètre cube, d'un extrait acétonique d'une même quantité d'algues (B), et d'un extrait aqueux non quantitatif (C) d'*Oscillatoria subbrevis* Schmidle.

Une partie aliquote de chaque récolte est homogénéisée au mélangeur-broyeur et suspendue dans une solution de *dextran*, afin d'empêcher la sédimentation. Le spectre d'absorption en est établi. Des lames opalines

accolées aux cuves du spectrophotomètre diminuent les causes d'erreurs dues à la dispersion de la lumière par les particules en suspension ([2]). Des extractions par de l'acétone additionnée de 20 % d'eau, conduites de façon identique sur une autre partie de chaque lot, permettent d'obtenir, à défaut de l'extraction totale des pigments, des extraits comparables entre eux. Les courbes d'absorption d'une suspension d'algues, d'un extrait acétonique et d'une solution aqueuse des phycocyanines, représentées ici, sont comparables à celles obtenues avec d'autres Cyanophycées ([3]), ([4]), ([5]) et indiquent la présence de caroténoïdes, de phycocyanines et de chlorophylle *a*.

Les densités optiques, mesurées à 480, 625 et 670 mμ, sont corrigées de l'absorption indépendante des pigments à 540 mμ. L'absorption propre des caroténoïdes est estimée directement d'après la densité optique ainsi obtenue pour 480 mμ (D_{480}); celle des phycocyanines (D_p) et celle de la chlorophylle *a* (D_c) sont calculées à l'aide des équations de J. Myers et W. A. Kratz ([4]) :

$$D_p = 1,016\,D_{625} - 0,203\,D_{670} \quad \text{et} \quad D_c = 1,016\,D_{670} - 0,0813\,D_{625}$$

(D_{625} = densité optique à 625 mμ, D_{670} = densité optique à 670 mμ).

Les quantités de chlorophylle *a* et de caroténoïdes extraits par l'acétone aqueuse sont calculées par rapport au poids d'algues sèches après mesure de l'absorption à 460 et 663 mμ, selon G. Mackinney ([6]), J. Myers et W. A. Kratz ([4]).

Toutes ces valeurs sont réunies dans le tableau suivant:

Densités optiques des suspensions d'algues (1 mg *d'algues sèches par centimètre cube*).
Quantités de caroténoïdes et de chlorophylle a pour 100 *d'algues sèches* (% A. S.).
Rapports des teneurs en pigments à 40 *et* 20°C
(*calculés d'après les densités optiques des suspensions d'algues*) : $Q\frac{40°}{20°}$.
(Car., caroténoïdes; Phyc., phycocyanines; Chl. *a*, chlorophylle *a*.)

Éclairements.	Températures de culture (°C).	Densités optiques des suspensions d'algues. Car. (D_{480}).	Phyc. (D_p).	Chl. *a* (D_c).	Extraits acétoniques. Car. (% A.S.).	Chl. *a* (% A.S.).	$Q\frac{40°}{20°}$. Car.	Phyc.	Chl. *a*
3 000 lx (*)	40	0,45	0,26	0,30	0,86	–	1,4	0,6	0,6
	20	0,32	0,41	0,46	0,66	–			
3 300 lx	40	0,33	0,14	0,23	0,50	0,68	1,2	0,4	0,6
	20	0,28	0,31	0,40	0,44	1,10			
5 800 lx	40	0,42	0,28	0,41	0,46	0,69	1,4	0,7	1
	20	0,29	0,39	0,42	0,41	0,93			
12 000 lx	40	0,47	0,43	0,33	0,67	0,93	1,5	1,6	1,3
	20	0,31	0,27	0,25	0,73	0,72			

(*) Les valeurs indiquées pour cet éclairement correspondent à la moyenne de deux séries de mesures.

Pour les faibles éclairements (3 000 et 3 300 lx), les algues cultivées à 40° C ont des teneurs en phycocyanines et en chlorophylle *a* plus faibles que celles des algues qui ont été cultivées à 20° C. Les rapports des densités optiques sont de 0,5 pour les phycocyanines et de 0,6 pour la chlorophylle *a*. Pour un éclairement plus élevé (5 800 lx), les différences s'amenuisent et, pour l'éclairement de 12 000 lx, on constate au contraire que les teneurs en phycocyanines et en chlorophylle *a* sont plus fortes à 40° C. Les quantités de chlorophylle *a* mesurées après extraction acétonique confirment ces résultats. Inversement, les teneurs en caroténoïdes des algues cultivées à haute température sont les plus élevées quel que soit l'éclairement (le rapport est dans tous les cas voisin de 1,4) et l'analyse des extraits acétoniques conduit aux mêmes résultats, avec cependant une atténuation des différences quand l'éclairement augmente.

La vitesse de la formation des pigments actifs dans la photosynthèse est gouvernée à la fois par la température et par l'intensité lumineuse.

La température qui, pour une masse d'algues déterminée, permet la formation la plus rapide de la chlorophylle *a* et des phycocyanines, est relativement basse en présence des faibles éclairements. Elle est beaucoup plus élevée en présence des éclairements eux-mêmes plus élevés. Ces résultats s'accordent avec l'optimum thermique de croissance observé entre 35 et 40° C pour les cultures ayant reçu 12 000 lx ([1]). Cependant il est à prévoir que cet optimum serait différent en présence d'éclairements plus faibles.

([1]) A. Moyse, D. Couderc et J. Garnier, *Rev. Cyt. Biol. vég.*, 18, 1957, p. 293-304.
([2]) K. Shibata, A. A. Benson et M. Calvin, *Univ. California*, *Berkeley*, *Radiation Lab.* (Unclassif. Health and Biology), n° 2.635, 1954, 31 pages dactyl.
([3]) R. Emerson et C. M. Lewis, *J. gen. Physiol.*, 25, 1942, p. 579-595.
([4]) J. Myers et W. A. Kratz, *J. gen. Physiol.*, 39, 1955, p. 11-22.
([5]) T. Svedberg et T. Katsurai, *J. Amer. Chem. Soc.*, 51, 1929, p. 3573-3583.
([6]) *J. biol. Chem.*, 140, 1941, p. 315-322.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Influence du facteur lumière dans l'action de l'acide disuccinoyl-peroxydique sur les racines de* Vicia Faba *L.* Note de Mlle **Yvonne Hiss**, présentée par M. Lucien Plantefol.

L'action supposée du facteur lumière, accentuant celle de la solution de l'acide disuccinoyl-peroxydique, a été controuvée. En revanche on peut établir une corrélation entre cette action et la localisation de la peroxydase dans les racines. Les résultats obtenus aux concentrations 1/3000 et 1/2000 sont analogues.

Dans un article récent, l'action de l'acide disuccinoyl-peroxydique (DSP), à différentes concentrations (de 1/1000 à 1/10 000), a été étudiée

par Garrigues ([1]), sur les racines de *Vicia Faba* L. Analysant la structure histologique de ces dernières, soumises à des concentrations égales ou inférieures à 1/4000, cet auteur distingue deux régions réagissant différemment :

— une partie centrale qui résiste et reste vivante;

— une région périphérique gravement endommagée et dont l'aspect extérieur se traduit par l'apparition de déchirures superficielles.

Ces assises superficielles très atteintes se situent dans une zone en contact avec la lumière. Garrigues s'est posé la question de savoir s'il existe une possibilité d'intervention de la lumière comme facteur actif capable de s'ajouter à l'action intrinsèque de la concentration. Nous avons donc entrepris une série d'expériences permettant de répondre à cette question et en même temps nous avons cherché à savoir si une concentration immédiatement supérieure, 1/3000, était également agissante à ce même point de vue.

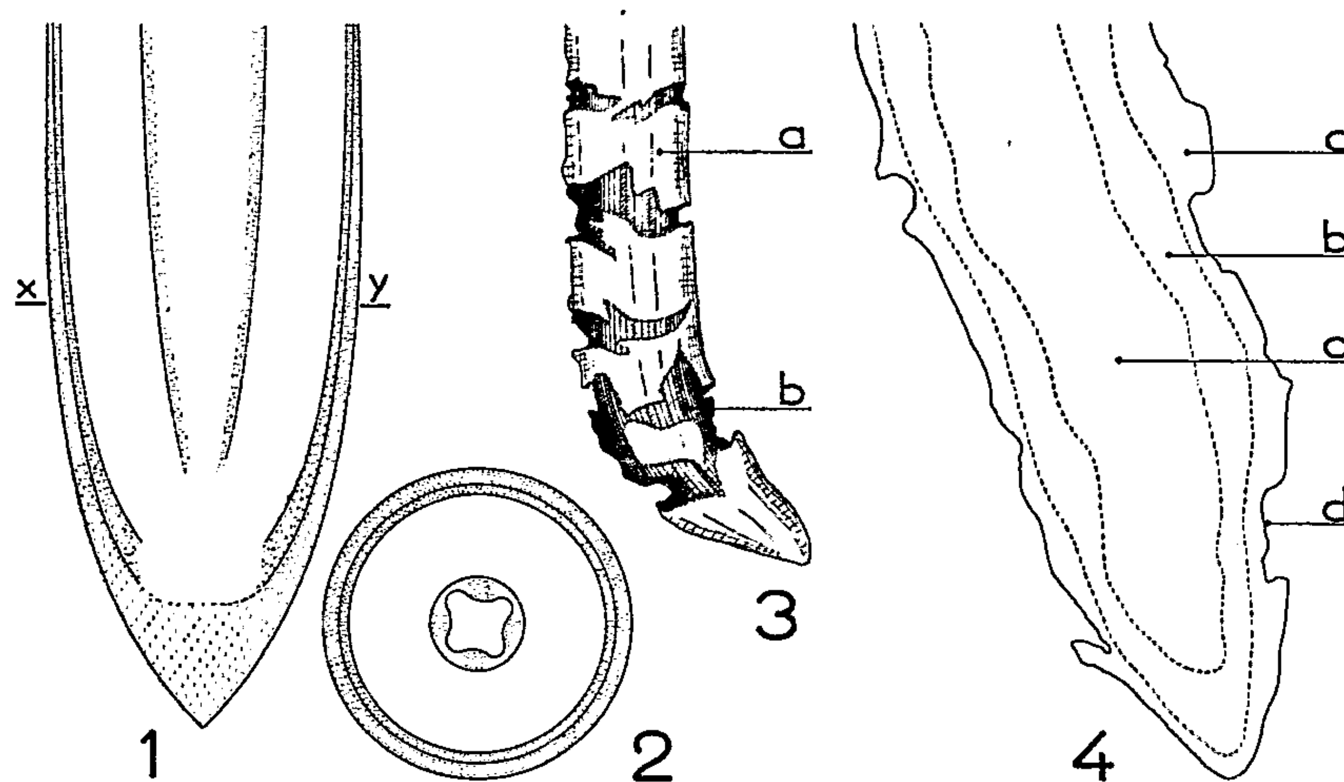


Fig. 1. — Diagramme d'une pointe de racine, d'après Jensen (modifié). Les surfaces en pointillé indiquent les zones de localisation de la peroxydase.

Fig. 2. — Diagramme d'une coupe transversale correspondant au niveau *xy* de la figure 1.

Fig. 3. — Aspect écailleux de la racine traitée, dû aux déchirures des assises superficielles (× 5).

Fig. 4. — Coupe longitudinale d'une racine traitée à la concentration 1/8000 (× 12).
a, zone corticale externe; *b*, zone corticale moyenne; *c*, partie centrale; *d*, déchirure.

Ceci nous a amenée à réaliser deux séries d'expériences séparées, quoique jumelées, pour des concentrations identiques, l'une dans la partie éclairée, l'autre dans la partie obscure d'une même étuve à culture, maintenue à 24° C. Nous avons ainsi séparé les deux actions : concentration, lumière. La durée de l'expérience a été limitée à trois jours.

Dans les deux essais faits, l'un en juin et l'autre en octobre 1957, sur le même matériel, le DSP ([3]) a été utilisé en solutions fraîches de concen-

trations 1/3000 et 1/8000, obtenues par dissolution du produit dans l'eau bidistillée. Pour la suite des préparatifs, nous avons opéré dans une pièce où régnait une obscurité quasi totale afin d'éliminer dès le départ le facteur lumière. Nous avons placé quatre lots de quinze plantules, aux racines de longueur sensiblement égale (en moyenne de 35 à 40 mm), dans des tubes de verre étranglés dans leur partie moyenne. Seules les racines baignaient dans la solution.

Les observations faites sont les suivantes :

1° *Concentration de* 1/3000. — A la lumière les racines brunissent par la pointe dès le début de l'expérience. Après 48 h elles présentent une altération profonde des tissus. Les racines ainsi attaquées se ramollissent et ne s'allongent pas. On n'observe pas de déchirures superficielles.

Le comportement des racines maintenues à l'obscurité est identique.

2° *Concentration de* 1/8000. — A la lumière les racines s'allongent et brunissent légèrement; au fur et à mesure de leur croissance, des sillons transversaux se forment et s'élargissent progressivement. Ces bandes alternées, claires et sombres, donnent aux racines un aspect écailleux; il s'agit des déchirures des assises superficielles.

A l'obscurité, on constate le même aspect écailleux avec apparition de déchirures (*fig.* 3 et 4).

Les résultats des expériences sont les suivants :

a. à la concentration 1/3000 les actions du DSP sont similaires à celles observées par Garrigues au 1/2000;

b. les attaques du DSP sont rigoureusement identiques à l'obscurité et à la lumière; ce dernier facteur n'intervient donc pas dans le phénomène constaté.

Il est probable que d'autres facteurs, d'ordre interne, soient à l'origine de la différence des réactions des assises superficielles et des assises profondes de la racine. L'étude faite par Jensen (²) de la localisation de la peroxydase (*fig.* 1 et 2) dans l'extrémité radiculaire de *Vicia Faba* L. met cet enzyme en évidence dans les régions suivantes : coiffe, assise limitante externe, zone corticale immédiatement sous-jacente et à un moindre degré dans la région des éléments conducteurs de l'organe.

On peut penser qu'il existe une corrélation entre l'activité de l'enzyme et les réactions obtenues par le DSP sur les assises les plus externes de la racine.

(¹) R. Garrigues, *Rev. Cyt. et Biol. vég.*, 18, 1957, p. 105.
(²) W. A. Jensen, *Plant. Physiol.*, 30, 1955, p. 426.
(³) Synthétisé par M. Ekert à l'Institut du Radium.

(*Laboratoire de Botanique expérimentale de la Faculté des Sciences d'Alger.*)

ANATOMO-PHYSIOLOGIE. — *Mise en évidence de lymphatiques par injections intra-osseuses.* Note (*) de MM. René-Ambroise Griffié et Jean Écoiffier, présentée par M. Maurice Fontaine.

Des vaisseaux lymphatiques évacuant un produit injecté dans l'os montrent les relations fonctionnelles entre ces deux systèmes. Les barrières formées par les ganglions successifs permettent de concevoir les répartitions différentes de certains essaimages suivant que l'évacuation osseuse locale est à prépondérance veineuse ou lymphatique.

Le désir d'investigations fonctionnelles nous a fait chercher un moyen de recueillir le drainage d'un système osseux déterminé. Nous avons débuté en utilisant la technique déjà décrite par nous-même dans une étude sur le réseau veineux des os longs du Lapin (1). Nous employons un liquide colloïdal radio-opaque dont la dimension de la micelle est de l'ordre du micron.

En opérant avec des précautions particulières sur la mandibule du Chien, nous sommes arrivés à mettre en évidence l'élimination lymphatique d'un produit injecté dans le tissu propre de l'os. Sur l'animal vivant l'injection est poussée dans la région spongieuse sous une très forte pression. Nous utilisons à cet effet une seringue à double pas de vis. Le sacrifice *per experimentum* est une condition importante de réussite. Nous avons eu recours pour cela, par voie intra-saphène, soit au sulfate de strychnine, soit au cyanure de potassium, soit plus simplement au chloroforme.

Alors que l'aspect radiologique décèle une bonne pénétration typique des lymphatiques, le système veineux est à peine estompé. Le contrôle histologique confirme la véracité des faits.

Afin d'éviter la controverse d'une élimination sanguine plus rapide, nous avons, dans quelques expériences, pratiqué la striction d'une grande partie des veines cervicales. Le sang, ainsi contenu, recélait une partie du produit radio-opaque, mais en petite quantité.

Si l'injection est paramolaire, elle se généralise facilement au milieu de l'os, surtout dans la partie péri et interalvéolaire. L'évacuation se fait alors en prépondérance par deux conduits qui, après un trajet sous-cutané, s'enfoncent dans les épaisseurs sous-jacentes. Leurs origines sont sur la table externe au niveau des trous mentonniers. Ils passent en dessous de l'os tout en le côtoyant, puis ils se dirigent vers les vaisseaux de l'auge, la veine sub-linguale et la veine glossofaciale, avant d'aborder le ganglion sous-maxillaire (*fig.* 1).

Si le trocart a été placé dans la symphyse mandibulaire, la diffusion intra-osseuse est moins importante. Le drainage principal paramédian est cette fois satellite de la veine mentale. Dans certaines expériences

nous avons pu suivre sa trace jusque dans les espaces rétropharyngiens (*fig.* 2).

De ces résultats on peut conclure que les veines n'ont pas le privilège de drainer à elles seules certains os. Le rôle des vaisseaux lymphatiques est mis en évidence. L'abondance de ces conduits contribuant aux évacuations mandibulaires permettrait d'expliquer des observations cliniques différentes. En effet, les métastases néoplasiques de cette région sont plus localisées dans des essaimages ganglionnaires tandis que dans les drainages à prépondérance veineuse les métastases sont plus généralisées.

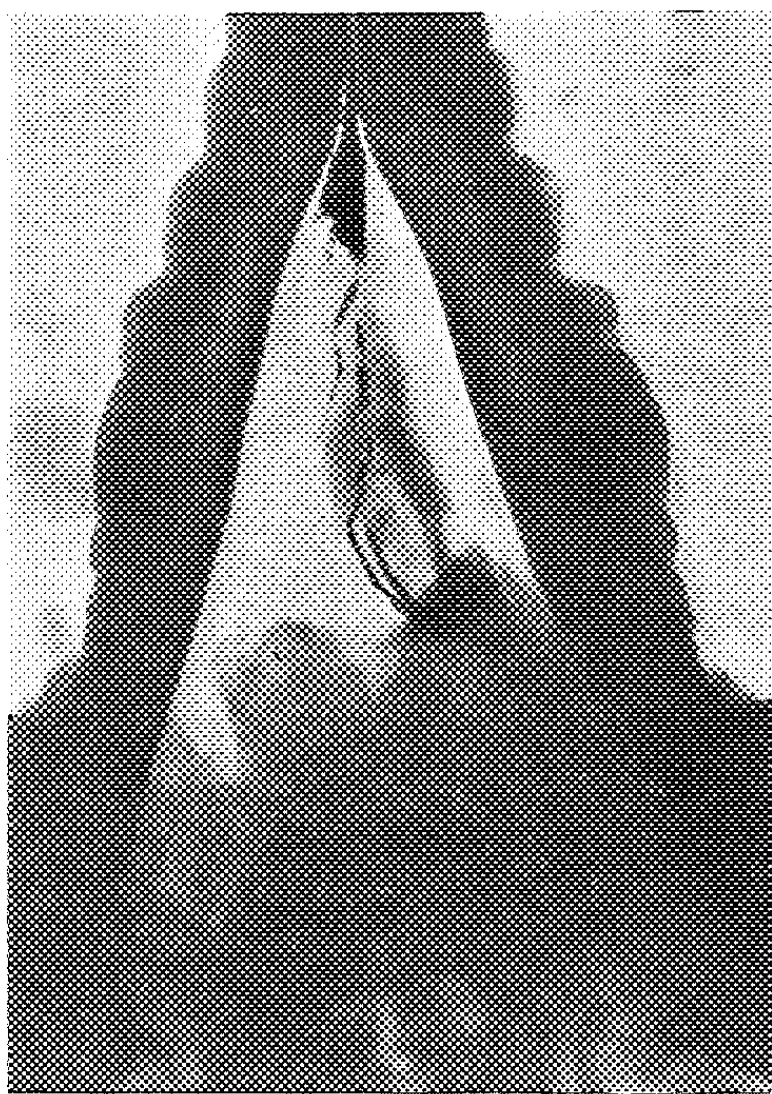


Fig. 2.

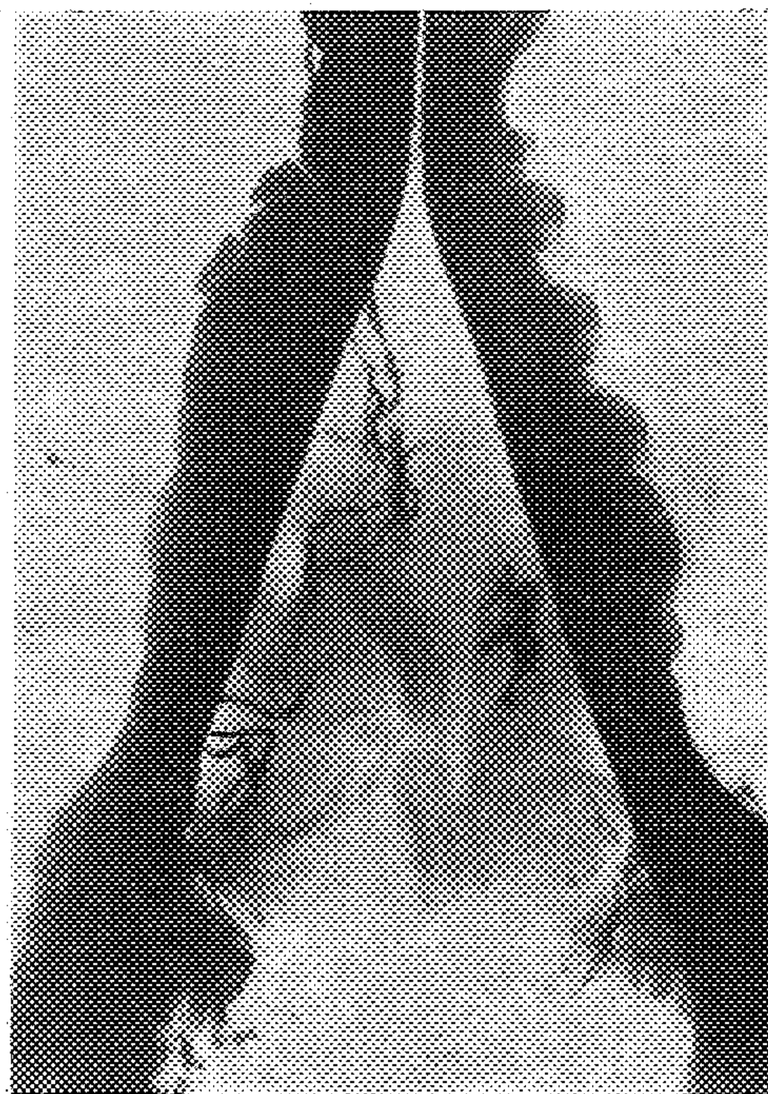


Fig. 1.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) *Revue d'Orthopédie*, 43, n° 1, 1957, p. 29-37.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Le seuil absolu visuel n'est-il qu'un seuil différentiel?* Note de M. Ernest Baumgardt, présentée par M. Louis de Broglie.

On utilise fréquemment le terme « seuil absolu » en Physiologie sensorielle. A l'origine, on comprenait sous ce vocable *l'intensité stimulante* minimum susceptible de déclencher une sensation. Les progrès accomplis

pendant les dernières vingt années de recherches sur la vision ont conduit à modifier cette définition. Le seuil absolu de la vision est *l'énergie lumineuse minimum* qui, 50 fois sur 100, déclenche une sensation. On désigne comme seuil différentiel le supplément d'intensité ΔI qu'il faut ajouter ou soustraire à l'intensité stimulante I pour que, 50 fois sur 100, on perçoive une variation de la sensation.

Puisque l'énergie lumineuse est quantifiée, le seuil absolu est constitué par un certain nombre de quanta. Celui-ci devient minimum autant que l'énergie que représentent ces quanta, lorsque l'œil est adapté à l'obscurité, la lumière stimulante de longueur d'onde 500 mμ et la plage test vue périphériquement. En outre, le diamètre apparent et la durée du stimulus ne doivent dépasser certaines valeurs limites.

Au seuil absolu, entre 50 et 100 quanta frappent la cornée, mais seulement la moitié en atteignent la rétine et une fraction évaluée à moins de 20 % des derniers est absorbée dans les récepteurs et les excite.

Si la source lumineuse fonctionne à intensité constante, le nombre de quanta frappant la cornée à chaque essai varie pourtant autour d'une valeur moyenne, car l'émission, l'absorption et la transmission des quanta sont des processus aléatoires. Il était à prévoir que cette variation obéisse à la loi de Poisson et la preuve en a été faite récemment ([1]). Le nombre de quanta absorbés par les bâtonnets est donc essentiellement variable et sans faire d'hypothèses d'ordre physiologique ou psychologique, on conclut qu'un stimulus très faible mais d'intensité apparemment constante doit être tantôt vu, tantôt pas vu. L'expérience montre qu'il en est ainsi. Cela n'exclut nullement une variabilité du seuil absolu par suite d'événements biologiques d'ordre aléatoire. Au contraire, de tels événements existent et provoquent des phosphènes de durée variable qui peuvent masquer les stimuli test.

L'interprétation de l'ensemble des expériences sur le seuil absolu visuel conduit à considérer que le seuil absolu est conditionné par le nombre de quanta dont l'absorption par les bâtonnets déclenche les potentiels nerveux nécessaires pour que les centres supérieurs répondent par une sensation liminaire. Or, une définition possible du seuil différentiel dont le seuil absolu ne serait qu'un cas limite ($I = 0$), implique l'existence d'un « bruit de fond » nerveux correspondant à une intensité stimulante virtuelle I_0. Une certaine activité nerveuse permanente existe réellement dans l'organe visuel, même en absence de toute stimulation lumineuse. Sa présence a été démontrée dans la rétine du chat, et l'introspection montre qu'une sensation de noir complet n'existe pas en adaptation à l'obscurité (« Eigengrau » des auteurs allemands). Barlow ([2]) en tire la conclusion que le seuil absolu est le nombre de quanta dont l'absorption provoque une activité nerveuse supplémentaire suffisante pour que les centres supérieurs puissent

la différencier de l'activité permanente (bruit de fond). *Dans son hypothèse, le seuil absolu perd sa qualité essentielle et devient un seuil différentiel :*

$$\Delta I = C(I_0 + I)^{\frac{1}{2}},$$

où C est une constante, I_0 l'intensité virtuelle équivalent au bruit de fond et I l'intensité stimulante.

Dans cette hypothèse, quelle que soit la valeur de I, ΔI ne peut que croître avec I. Il suffirait de montrer par l'expérience qu'on peut choisir I de manière telle que $\Delta I(o) > \Delta I(I)$ pour invalider l'hypothèse de Barlow.

En effet, la projection d'un stimulus test infraliminaire se superposant au champ infraliminaire préexistant pourrait constituer une stimulation liminaire. Si l'un et l'autre n'apportent généralement pas assez de quanta pour que le seuil soit atteint, la somme de leur apport en quanta pourrait suffire. Cette vue ne cadre pas avec la théorie du bruit de fond, dans laquelle le champ préexistant I s'additionne au champ virtuel I_0, de sorte que ΔI augmenterait nécessairement. C'est pourquoi l'expérience permet de trâncher la question, si l'hypothèse de Barlow est admissible ou non.

On ne peut pourtant pas adopter des valeurs quelconques pour la durée de présentation du test et pour le rapport entre son diamètre et celui de la plage constante, si l'on veut produire un effet observable. On doit utiliser un stimulus constant dont le diamètre apparent n'est pas trop grand par rapport à celui du test, car le seuil varie en fonction inverse des diamètres. Il faut aussi que le stimulus test ne soit pas de trop brève durée, car le seuil varie au moins avec l'inverse de la racine carrée du temps de stimulation. Si l'on omet d'observer ces précautions, le nombre de quanta apportés sur l'aire rétinienne stimulée par le champ constant devient une fraction si faible du nombre de quanta qu'amène le stimulus lui-même que la probabilité d'atteindre le seuil augmente trop peu pour se manifester.

Nous avons utilisé un test de 520 mμ de longueur d'onde, de 1^0 de diamètre apparent, de durée de 1 s, vu à 15^0 du centre fovéal. L'intensité du test demeure constante pendant l'expérience. Après chaque présentation, l'observateur répond ou non « vu » : ainsi on mesure la fréquence des « vu ». Nous avons opéré à un niveau inférieur au seuil. Ces mesures ont été alternées, à un rythme inconnu de l'observateur, avec des présentations simultanées d'un champ infraliminaire permanent de 2^0 de diamètre centré sur le test. Le tableau montre que la fréquence des « vu » augmente beaucoup et que le seuil est largement dépassé.

Dans une autre série de mesures, le champ de 2^0 a été remplacé par un champ de 4^0 de diamètre. Dans ces circonstances, l'apport en quanta étant moindre, l'effet de sommation devait être moindre aussi. Le tableau confirme cette prévision ; néanmoins, l'effet est encore notable et significatif :

	Situation.	Observations.	Vu.	(%).
Sujet 1.	Stimulus seul...............	386	161	41,7
	» plus champ 4°......	386	184	47,6
	» seul...............	190	74	38,7
	» plus champ 2°......	670	413	61,6
Sujet 2.	Stimulus seul...............	550	154	28,0
	» plus champ 4°......	1 100	394	35,8
	» seul..............	150	44	29,4
	» plus champ 2°......	350	177	50,6

Ainsi, les près de 4 000 observations faites avec deux sujets permettent d'affirmer qu'il existe un effet de sommation de quanta apportés par le stimulus permanent et le stimulus test. Cet effet augmente lorsque le diamètre apparent du stimulus permanent diminue. Ce résultat est en contradiction formelle avec l'hypothèse de Barlow qui explique le seuil absolu comme cas limite du seuil différentiel et prétend associer sa valeur au niveau de l'activité nerveuse en absence de toute stimulation lumineuse (bruit de fond).

(1) BAUMGARDT, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2236.
(2) BARLOW, *J. Opt. Soc. Amer.*, 46, 1956, p. 634.

ENDOCRINOLOGIE. — *Étude qualitative des corticostéroïdes libérés par la surrénale du Rat* in vitro *sous l'influence des hormones corticotropes antéhypophysaire et posthypophysaire*. Note de Mme **Cécile Mialhe-Voloss** et M. **Étienne-Émile Baulieu** (1), présentée par M. Robert Courrier.

In vitro, la surrénale du Rat libère, seule ou en présence des ACTH anté ou post-hypophysaire de l'animal, de la corticostérone, de l'aldostérone et un Δ_4-3 céto-20.21 diol stéroïde X. Aucun 17α-OH-stéroïde n'a été détecté. Les deux ACTH ont le même effet qualitatif et quantitatif sur l'augmentation de la sécrétion des stéroïdes; ils stimulent davantage la sécrétion de la corticostérone que celle de l'aldostérone.

Dans des travaux antérieurs, l'un de nous (2) utilisant des extraits de lobes antérieur et postérieur d'hypophyse, a montré par le test de maintien du poids des surrénales, puis par le test de Sayers, l'existence d'une activité corticotrope dans la posthypophyse de différentes espèces animales. De plus, les lobes antérieur et postérieur de rat mis en survie dans du liquide de Krebs Ringer à 38° libèrent de l'hormone corticotrope (ACTH) que l'on peut mettre en évidence par le test de Savers (3).

Dans le présent travail, nous avons déterminé qualitativement par chromatographie sur papier les corticoïdes libérés par la surrénale du Rat *in vitro*, incubée seule ou en présence d'ACTH anté ou posthypophysaire.

Matériel et technique. — Nous avons utilisé : 62 lobes postérieurs (LP) et 12 lobes antérieurs (LA) provenant de rats pesant 160 g ∓ 10, en six séries expérimentales. Dans un appareil de Warburg à 38°, nous mettons en incubation dans du liquide de Krebs Ringer (KR) pendant 1 h 50 d'une part 2 LA, d'autre part 10 LP. Le liquide d'incubation contient une certaine quantité d'hormone corticotrope qu'on fait agir sur des surrénales *in vitro* comme dans la technique de Saffran et Schally [4]. Les huit fioles contenant les surrénales sont réparties de la façon suivante : fiole I et II, 1,5 ml de KR; fioles III, IV et V, 1,2 ml de KR + 0,3 ml de liquide d'incubation de LA; fiole VI, VII et VIII, 1,2 ml de KR + 0,3 ml de liquide d'incubation de LP.

A la fin de l'expérience on recueille 1 ml de chaque fiole, auquel on ajoute 2 ml de dichlorométhane distillé; on agite, on centrifuge et l'on recueille la phase organique. On dose les Δ_4 — 3 cétostéroïdes en mesurant l'absorption à 240 mμ. On fait une seconde estimation selon la technique de Saffran et Schally en déterminant sur le spectrophotomètre de Beckman la différence des absorptions à 240 et 255 mμ, que l'on rapporte à 10 mg de poids frais des surrénales.

Le tableau exprime ces premiers résultats.

Séries.	Poids des surrénales dans chaque fiole (mg).				Poids hypophysaire (mg).	E (240) pour 10 mg de surrénales	pour 10 mg hypophyse.	E (240)-E (255) pour 10 mg de surrénales	pour 10 mg hypophyse.
1...	28,1		28,8	Témoins		39,2		26,1	
2...	34,0		29,4			27,5		17,5	
3...	20,3		36			34,4		20,1	
4...	28,7		30,8			28,7		20,6	
5...	26,3		26,3			56,6		32,8	
6...	28,0		27,2			23,5		13,9	
	Moy.					34,9 ± 4,8	—	28,1 ± 3,9	—
1...	30,4	30,1	29,2	L.A.	8,6	117,7		74,9	
2...	35,5	29,8	31,3		10,9	104,5		65,4	
3...	33,6	31,5	39,7		9,9	106,7		66,8	
4...	33,3	31,5	29,1		9,0	115,9		74,5	
5...	26,2	29,9	26,2		9,1	166		81,8	
6...	27,7	25,9	25,7		9,5	101,1		62,1	
	Moy.				9,5	118,6 ± 9,7	124,8	70,9 ± 3	73,5
1...	32,9	28,8	28,6	L.P.	7,1	101,3		68,5	
2...	30,8	29,6	34,7		7,7	105,9		66,8	
3...	32,0	34,1	33,9		8,2	98,4		63,5	
4...	32,5	29,6	30,9		8,1	96,8		65,6	
5...	26,0	24,8	26,1		8,6	155,5		81,8	
6...	26,2	26,7	27,2		9,2	89,3		53,3	
	Moy.				7,8	107,8 ± 9,4	138,2	66,5 ± 2,7	85,2

La libération des corticostéroïdes Δ_4 — 3 cétoniques par milligramme de tissu hypophysaire est approximativement équivalente pour les lobes antérieur et postérieur.

Les extraits ont été *chromatographiés* sur papier dans les systèmes chloroforme-formamide ([5]), hexane-benzène-propanediol ([6]) et toluène-acétate d'éthyle-méthanol-eau ([7]). Les stéroïdes Δ_4 — 3 cétoniques ont été repérés par leur absorption dans l'ultraviolet (240 mμ) et leur fluorescence en lumière de Wood après chauffage en milieu sodique ([7]). Les stéroïdes α-cétolique ont été révélés par le bleu de tétrazolium. L'identification des stéroïdes est de plus permise par la mesure de leur migration dans plusieurs systèmes [en particulier pour l'aldostérone ([8])], et la réaction à l'acide phosphorique ([9]). Une appréciation semi-quantitative des stéroïdes chromatographiés a été faite.

Résultats. — 1° Dans *tous* les extraits existent de la corticostérone, de l'aldostérone et une substance X ayant la même migration que le cortisol et présentant les réactions d'un Δ_4 — 3 cétostéroïde non α-cétolique; par oxydation chromique nous avons transformé ce corps X en une substance réagissant avec le triphényltétrazolium, ce qui permet de supposer un groupe diol 20-21 dans sa molécule. L'absence de fonction 17 α-OH peut, de plus, se déduire du résultat de l'oxydation par l'acide périodique (pas de 17-cétostéroïde formé) ([10]). Quantitativement la corticostérone l'emporte toujours sur X, qui est lui-même plus abondant que l'adostérone. D'autres substances connues (telle la 11-déhydrocorticostérone) ou non identifiées ont été détectées sur certains chromatogrammes.

2° Les trois stéroïdes sus-cités *augmentent* significativement sous l'effet de l'un ou de l'autre des ACTH. Les préparations anté et posthypophysaires ont *qualitativement* et *quantitativement* un *effet très voisin* sur la libération des corticostéroïdes. En valeurs absolue et relative, l'augmentation de la corticostérone l'emporte sur celle de l'aldostérone.

3° En présence comme en absence des deux ACTH il n'y a libération, ni de cortisone, ni de cortisol, ni de 17-hydroxy-11-désoxycorticostérone (S), qui sont tous des 17 α-hydroxy-cétostéroïdes ; dans de telles conditions, il n'y aurait donc pas d'activité 17 α-hydroxylasique de la surrénale de rat, ce qui infirme certains travaux ([11]), ([12]) et en précise d'autres ([13]), ([14]), ([15]). L'intérêt de ces expériences est dû à l'emploi de corticotrophines provenant de la même espèce que les surrénales sur lesquelles on les fait agir; on ne peut en effet être sûr d'obtenir une sécrétion normale de la part d'une surrénale soumise à l'action d'un ACTH non spécifique ([16]), ([17]).

Ces expériences complètent *in vitro*, certaines études faites *in vivo* ([18]) et établissent avec certitude, à côté de la régulation humorale ([19]), l'effet de l'ACTH du Rat sur la sécrétion de l'aldostérone. Par ailleurs, il faut

noter la similitude des effets provoqués par les corticotrophines anté- et posthypophysaires; c'est un argument en faveur de l'origine antéhypophysaire de l'ACTH posthypophysaire.

(1) Avec la collaboration de Monique de Vigan.
(2) C. Mialhe-Voloss, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 743.
(3) C. Mialhe-Voloss, *Thèse de Sciences*, 1957 (sous presse).
(4) M. Saffran et A. V. Schally, *Endocrinol.*, 56, 1955, p. 523.
(5) D. Schinal et T. Reichstein, *Helv. Chim. Acta*, 34, 1951, p. 108.
(6) R. B. Burton, A. Zaffaroni et E. H. Keutman, *J. Biol. Chem.*, 188, 1951, p. 763.
(7) I. E. Bush, *Biochem. J.*, 50, 1952, p. 370.
(8) R. Neher et A. Wettstein, *J. Clin. Invest.*, 35, 1956, p. 800.
(9) R. Neher et A. Wettstein, *Helv. Chim. Acta*, 34, 1951, p. 2270.
(10) L. R. Axelrod, *Anal. Chem.*, 27, 1955, p. 1308.
(11) R. D. Heard et coll., *Rec. Pr. Horm. Res.*, 9, 1954, p. 383.
(12) A. B. Eisenstein, *Proc. Soc. exp. Biol. Med.*, 91, 1956, p. 657.
(13) A. K. Done et coll., *Proc. Soc. exp. Biol. Med.*, 83, 1953, p. 722.
(14) I. E. Bush, *J. Endocrinol.*, 9, 1953, p. 95.
(15) F. G. Hofmann, *Endocrinol.*, 54, 1956, p. 580.
(16) C. J. P. Giroud et coll., *Proc. Soc. exp. Biol. Med.*, 92, 1956, p. 855.
(17) A. T. Cohen, E. Bloch et E. Celozzi, *Proc. Soc. exp. Biol. Med.*, 95, 1957, p. 304.
(18) B. Singer et M. P. Stack-Dunne, *J. Endocrinol.*, 12, 1955, p. 130.
(19) A. B. Eisenstein et P. M. Hartroft, *Endocrinol.*, 60, 1957, p. 634.

(*Collège de France, Histophysiologie, et Faculté de Médecine, Chimie médicale.*)

HISTOPHYSIOLOGIE. — *Action du bleu trypan sur le blastème de régénération tentaculaire d'*Arion rufus *L.* Note de Mme **Monique Chétail**, présentée par M. Louis Fage.

La pycnose expérimentale de l'exoblastème, réalisée par des injections répétées de bleu trypan, entraîne l'absence de régénération de l'œil et du ganglion olfactif. Les cellules de l'endoblastème douées d'athrocytose pour le bleu trypan sont des histiocytes.

Pour compléter mes précédentes observations sur le blastème de régénération tentaculaire d'*Arion rufus* L. et pour préciser la nature de certaines catégories cellulaires du blastème, j'ai entrepris une étude expérimentale de la régénération au moyen d'injections de bleu trypan. Ce colorant est un colloïde électronégatif, il est donc athrocytable par les cellules histiocytaires et permet de les déceler; en outre, c'est un agent caryoclasique (1). Des solutions de bleu trypan, à des concentrations diverses, ont été injectées dans la cavité générale de jeunes *Arion rufus* L. amputés de la partie distale du tentacule oculaire gauche. Les injections ont été renouvelées tous les quatre jours environ; les pièces, après fixation au Susa, ont été coupées en série et colorées par le rouge nucléaire solide.

Pour faciliter la compréhension des résultats de cette expérience, il est nécessaire de rappeler quelques-uns des caractères du blastème de régénération tentaculaire d'*Arion rufus* L. que j'ai définis par ailleurs (²) et dans lequel j'ai distingué deux parties : l'exoblastème, d'origine épithéliale, évolue en trois phases successives d'une dizaine de jours chacune : une phase de latence, une phase de mitoses et une phase de différenciation; l'endoblastème se recrute à partir du bout proximal tentaculaire non réséqué et la mitose y joue un rôle assez effacé.

A. *Action du bleu trypan sur l'exoblastème.* — Durant la phase de latence de l'exoblastème les effets du bleu trypan ne sont pas perceptibles; par contre, durant la phase de mitoses qui s'étend du 10ᵉ au 20ᵉ jour après l'amputation et chez les sujets qui ont reçu des injections concentrées et répétées de bleu trypan, ce produit détermine une « crise caryoclasique » dans l'exoblastème où presque toutes les mitoses amorcées dégénèrent en pycnoses. Si l'on poursuit l'administration de bleu trypan au-delà du 20ᵉ jour, c'est-à-dire durant la phase de différenciation, dans bien des cas la régénération de l'œil et du ganglion olfactif est totalement inhibée ou pour le moins déficiente. Ainsi sur sept sujets qui auraient dû présenter un tentacule oculaire normalement régénéré, quatre étaient totalement dépourvus de cet organe, un présentait un ganglion olfactif imparfaitement régénéré et pas d'œil, deux possédaient bien un tentacule oculaire régénéré, mais beaucoup plus petit que dans les conditions normales. Il en résulte que l'exoblastème régénère l'œil et le ganglion olfactif puisque ceux-ci font totalement ou partiellement défaut après inhibition de la mitose dans l'exoblastème.

Précisons en outre, qu'à aucun moment de leur évolution les cellules de l'exoblastème n'athrocytent le bleu trypan; il ne s'agit donc pas de cellules histiocytaires.

B. *Action du bleu trypan sur l'endoblastème.* — Les mitoses sont rares dans l'endoblastème; ce fait, confirmé par la méthode à la colchicine, explique l'absence d'action caryoclasique du bleu trypan sur cette partie du blastème de régénération et suggère la probabilité d'une division directe des cellules de l'endoblastème, probabilité qui se trouve renforcée par la morphologie des noyaux et qui permet de rendre compte de l'accroissement de la population nucléaire en dépit de l'absence de mitoses.

Par contre, un grand nombre de cellules de l'endoblastème sont douées d'athrocytose pour le bleu trypan; l'endoblastème de régénération tentaculaire d'*Arion rufus* L. est donc en grande partie constitué de cellules à caractères histiocytaires; ces cellules sont libérées par les tissus anciens intéressés par la section et notamment par le tissu musculaire. La part qui leur revient dans la restauration des tissus régénérés proprement dits est difficile à préciser; il est certain qu'histiocytes et macrophages

jouent un rôle important dans le remaniement des parties anciennes et dans la résorption des cellules lésées.

Il est intéressant de rapprocher les résultats exposés ici des faits qui sont connus chez les Vertébrés chez lesquels l'intervention des histiocytes et des macrophages a été démontrée au cours de la régénération nerveuse, musculaire et osseuse par divers auteurs (3), (4), (5), avec des interprétations différentes il est vrai.

C. *Conclusions.* — Le bleu trypan injecté à des *Arion rufus* L. en cours de régénération tentaculaire a un double effet :

— il détermine une crise caryoclasique dans l'exoblastème, crise qui dans les cas extrêmes aboutit à l'absence définitive de l'œil et du ganglion olfactif;

— il décèle les propriétés d'athrocytose d'une grande partie des cellules de l'endoblastème prouvant ainsi leur nature histiocytaire.

(1) A. P. Dustin, *C. R. Soc. Biol.*, 93, 1925, p. 465.
(2) M. Chétail, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1655.
(3) M. Lecamp, *Bull. Biol.*, 77, 1943, p. 110.
(4) H. Betz, *C. R. Soc. Biol.*, 141, 1947, p. 1274; *Arch. Anat. Micr.*, 40, 1951, p. 40 et 114.
(5) L. David, *Arch. Anat. Micr.*, 30, 1934, p. 217.

CYTOLOGIE. — *Étude, par la cinématographie en contraste de phase, de cultures de tissu thymique humain fœtal.* Note de M. **Roger Klein**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Présence de granules de taille uniforme dans des cellules épithéliales thymiques et dans des lymphocytes fœtaux; existence de relations entre ces deux types cellulaires.

En 1956, nous avons pu réaliser, dans le laboratoire du Professeur Pomerat à Galveston (Texas), des cultures de thymus, de rate et de foie de fœtus humains de 150 à 200 mm.

Les tissus coupés en petits fragments sont cultivés pendant trois jours en flacons, à même le verre, dans un milieu *homologue* composé de 50 % de liquide d'ascite humaine, 45 % de solution de Gey, 5 % d'extrait embryonnaire dilué au quart, avec 2,5 ml de rouge de phénol et 1 000 000 U de pénicilline par litre. Le milieu est changé aussi souvent que le nécessitent les variations de pH. Les fragments débarrassés des hématies et thymocytes sont récupérés de façon aseptique, recoupés et repiqués en chambre de Rose (1) dans le même milieu qu'on change alors le moins possible.

Les cultures peuvent rapidement être placées sous un microscope enfermé dans un incubateur à 37°, muni d'un condensateur à grande distance

focale, et cinématographiées pendant une longue durée. Nous avons suivi un lymphocyte pendant 12 h et filmé une culture de rate sans interruption



Fig. 1.



Fig. 2.

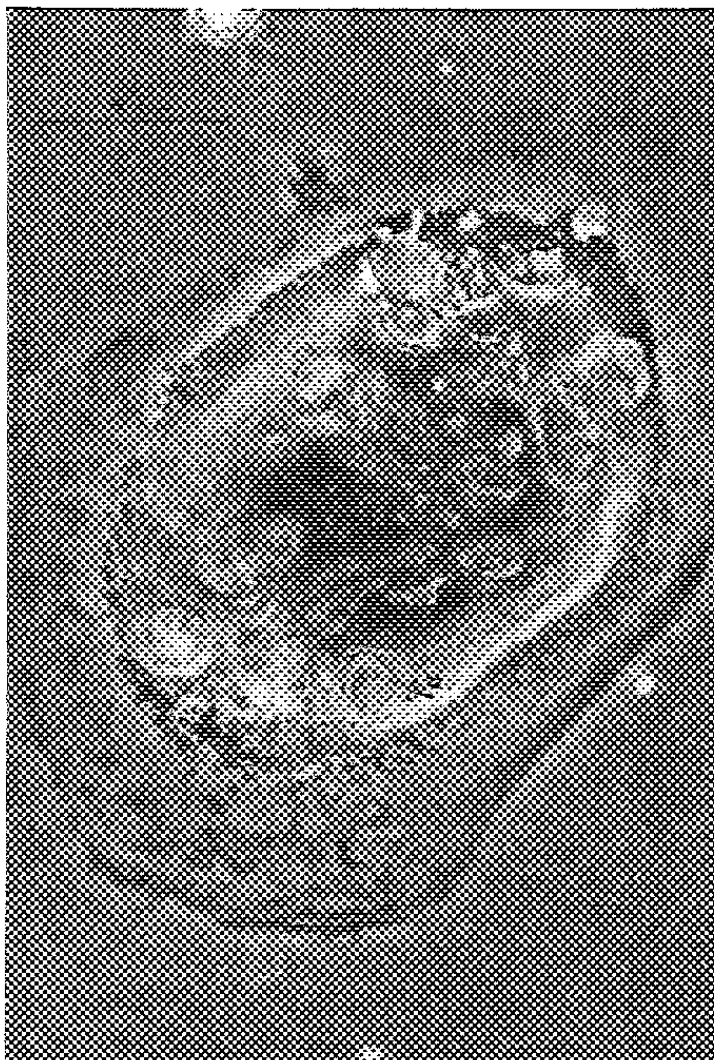


Fig. 3.

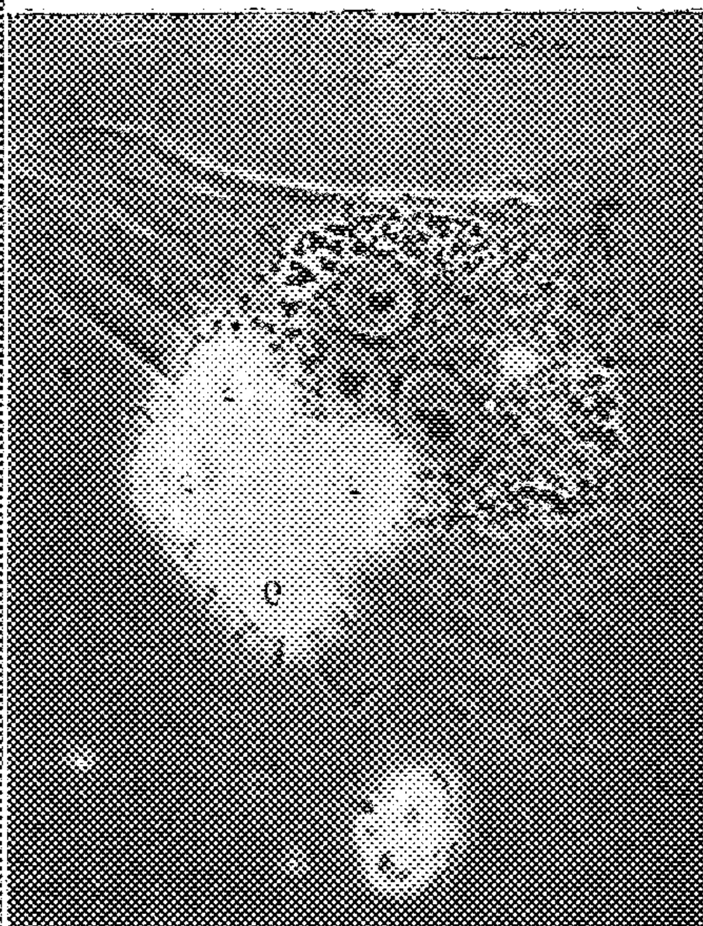


Fig. 4.

pendant 15 jours. Cette technique permet donc d'étudier l'origine et la différenciation des cellules sanguines *in vitro*.

Dans une culture de thymus de 12 jours (*fig.* 1), on voit une cellule réticulaire épithéliale de 250 sur 150 μ qui présente une multitude de particules de taille sensiblement uniforme de 0,2 à 0,3 μ, parmi lesquelles on aperçoit des lymphocytes (*b*). D'autres lymphocytes situés à l'extérieur de la cellule, contiennent les mêmes granules dont certains paraissent passer directement de la cellule épithéliale à l'intérieur du lymphocyte (*a*) par les pseudopodes de celui-ci. Dans la frange de cytoplasme, on distingue des chondriocontes (*c*). D'après certaines de nos observations, nous inclinons à penser que des lymphocytes peuvent pénétrer dans ces cellules épithéliales et en sortir après un temps variable.

Dans la même culture de thymus (*fig.* 2 et 3), on distingue d'autres lymphocytes (*b*) au milieu des granulations de cellules épithéliales thymiques, et des chondriocontes (*c*) au bord du cytoplasme.

Dans une culture de thymus de trois semaines (*fig.* 4), on discerne dans une cellule épithéliale trinucléée deux types de mitochondries, les unes petites périnucléaires (*b*), les autres plus grosses périphériques (*a*). Au-dessus des thymocytes (*c*).

Ainsi nos images révèlent l'existence de lymphocytes vivants dans des cultures de thymus de trois semaines, la présence dans certaines cellules épithéliales de deux variétés morphologiques de mitochondries, et dans d'autres, à côté de chondriocontes, de granules de taille uniforme. Ceux-ci sont-ils semblables dans le tissu thymique originel ou leur nombre est-il accru par les conditions de culture ? Quelle est leur nature ? Des examens cytochimiques et en microscopie électronique permettront sans doute de l'établir.

Les clichés paraissent aussi confirmer les observations de Jolly ([2]) de la pénétration des lymphocytes dans des cellules épithéliales thymiques, et les hypothèses de Hamilton ([3]), de Medawar ([4]), les images de Trowell ([5]), de la phagocytose des lymphocytes dans les cellules réticulaires ganglionnaires et thymiques et de leur réutilisation pour la formation de nouveaux lymphocytes.

Andréasen ([6]) a montré que le thymus était le principal producteur de lymphocytes de l'organisme. Hammar ([7]) reprenant les hypothèses de Dustin ([8]) et de Jolly ([9]) a évoqué la possibilité qu'il constitue un réservoir de nucléoprotéines pour les besoins de la croissance et qu'il intervienne dans la phase initiale du mécanisme de l'immunité.

Les granules que nous avons mis en évidence dans les cellules épithéliales ne joueraient-ils pas un rôle, par l'intermédiaire des lymphocytes, dans ces fonctions du thymus ?

([1]) G. Rose, *Tex. Rep. Biol. Med.*, 12, 1954, p. 1074.
([2]) J. Jolly et C. Lieure, *Arch. Anat. Microsc.*, 28, 1932, p. 159.
([3]) L. D. Hamilton, *The Leukemias* Ac. Press, New-York, 1957.
([4]) P. B. Medawar, *Ann. N. Y. Acad. Sc.*, 68, 1957, p. 255.
([5]) O. A. Trowell, *J. Bioph. Bioch. Cyt.*, 3, 1957, p. 317.
([6]) F. Andréasen et S. Christensen, *Anat. Rec.*, 103, 1949, p. 401.
([7]) J. A. Hammar, *Die Normal-Morphologische Thymusforschung* Barth, Leipzig, 1936.
([8]) A. P. Dustin, *Arch. Int. Med. Exp.*, 3, 1927, p. 367.
([9]) J. Jolly, *C. R. Soc. Biol.*, 83, 1920, p. 1209.

BIOLOGIE. — *Pontes provoquées et pontes de femelles vierges chez la race bisexuée de* Lepidurus apus (*Leach*) (*Crustacé Phyllopode Notostracé*). Note de M. **Jean Chaigneau**, transmise par M. Albert Vandel.

La présence du ♂ chez les *Lepidurus apus* d'une nouvelle station des Deux-Sèvres, n'est pas indispensable pour la ponte des ♀♀, bien que les deux sexes soient en nombres assez voisins. Ceci est contraire aux observations faites sur des *L. apus* d'autres stations françaises de la race bisexuée. Ces pontes sont cependant exceptionnelles et, de plus, stériles.

Campan ([1]) a remarqué que des ♀♀ de *Lepidurus apus* (Leach) toulousains « isolés après leur ponte sont incapables de remplir à nouveau leurs poches incubatrices ». En présence du ♂ les poches se remplissaient à nouveau. Desportes et Andrieux ([2]), après avoir isolé de 3 à 6 jours des ♀♀ de *L. apus* du Loiret, concluent à la présence indispensable du ♂ pour la ponte.

J'ai trouvé à Amuré (Deux-Sèvres), à 15 km à l'Ouest de Niort, une nouvelle station de *L. apus* (L.) où la proportion des ♂♂, relevée plusieurs fois pendant les trois dernières saisons, est notable; elle est en effet le plus souvent voisine de 40 %, ce qui est une proportion de race bisexuée. J'ai cherché à voir si les animaux de cette station se comportaient comme ceux de Toulouse ou du Loiret, ou si au contraire la présence du ♂ n'était pas indispensable pour induire la ponte [comme c'est le cas chez les races nordiques où les ♂♂ sont rarissimes ou inconnus, ce qui implique une reproduction parthénogénétique, Vandel ([3])].

Au cours des printemps 1956 et 1957, l'élevage des *L. apus* a été réalisé au moyen d'œufs recueillis au Laboratoire à partir d'élevages d'individus des deux sexes. Ces œufs furent desséchés et remis dans l'eau au bout d'un an. Sur 47 éclosions il y eut 8 adultes dont 6 ♀♀. Par ailleurs, pour avoir du matériel plus abondant, 71 jeunes *Apus* de 2 à 5 mm récoltés à la station furent isolés et donnèrent 28 adultes dont 24 ♀♀; tous ces animaux furent dès le début isolés chacun dans un cristallisoir. On remarquera à cette occasion le fort pourcentage de ♀♀, bien supérieur à celui observé dans la nature. On peut l'attribuer à la plus grande fragilité des ♂♂ placés

dans des conditions d'élevage non parfaites. Ceci est en accord avec les observations de Baudouin, Campan et de Larambergue [4] qui ont constaté une disparition plus rapide des ♂♂ au cours de la saison, ainsi que de Massal [5] qui insiste à propos du groupe voisin de Anostracés, sur la plus grande mortalité d'un des deux sexes quand on élève ces animaux.

Enfin, à de nombreuses reprises, des *Apus* adultes furent pris à la station et élevés un certain temps en aquarium, avec d'ailleurs là aussi une bien plus grande mortalité chez les ♂♂, surtout pendant le transport.

Pontes provoquées par le ♂. — Les expériences ont porté d'une part sur des ♀♀ de la station ayant vidé leurs poches incubatrices, d'autre part sur un certain nombre de ♀♀ nées ou élevées très jeunes au laboratoire et vierges. Les animaux étaient examinés deux fois par jour.

Dans le premier cas, une expérience portait sur six ♀♀ récoltées sans œufs dans les poches incubatrices le 2 mai 1956 et toujours dans le même état le 9 mai. A cette date les ♀♀ furent séparées en deux lots de 3. A 12 h 15 un ♂ était mis avec un des lots. A 18 h 30, deux des ♀♀ avaient des œufs dans les deux poches incubatrices. A minuit les trois ♀♀ avaient leurs poches pleines d'œufs et ceci jusqu'au 24 mai, sauf quelques interruptions de 1 ou 2 jours chez chaque ♀ pour la ponte définitive. Le ♂ étant mort, il n'y eut plus alors aucune ponte chez ces ♀♀ bien qu'elles soient mortes plus de 15 jours après.

Les trois ♀♀ témoins ne remplirent jamais leurs poches incubatrices bien qu'elles vécurent aussi longtemps que les trois autres.

D'autre part, les deux lots furent intervertis de bac le 15 mai sans que le fait, pour les trois ♀♀ témoins, d'être dans l'eau où avait séjourné un ♂ provoque leur ponte.

Dans le cas des ♀♀ vierges, 5 à 30 obtenues comme nous l'avons dit, âgées de 1 mois 1/2 à 2 mois, mises chacune avec un ♂, emplirent leurs poches incubatrices 4 à 12 h après.

Dans toutes les expériences similaires, c'est toujours dans les quelques heures qui suivent la mise en présence des deux sexes que la ponte se produit. L'induction de la ponte par la présence même du ♂ (vraisemblablement par l'accouplement) est donc ici parfaitement démontrée.

Pontes des ♀♀ *vierges.* — Sur 25 ♀♀ vierges maintenues isolées et examinées deux fois par jour, 6 emplirent leurs poches incubatrices, l'une trois fois, les autres une seule fois, et ceci 1 mois à 1 mois 1/2 après avoir atteint une taille où les ♀♀ de la station pondaient.

Les pontes de 1956 ne purent être retrouvées dans la vase des bacs d'élevage; cette vase remise dans l'eau au début de 1957, après dessèchement et passage au froid, ne donna point d'*Apus*. En mai 1957 les pontes suivantes furent recueillies :

13 œufs, dont 2 d'aspect normal,
9 » 5 »
12 » 3 »

(Les autres de forme très irrégulière, la coque percée et vide.)

Une ♀ vierge mourut avec 9 œufs dans une de ses poches incubatrices, tous d'aspect normal avec vitellus abondant.

(Une ponte disparut avant d'avoir été examinée, sans doute dévorée.)

Les quelques œufs normaux examinés ou fixés à la ponte montrèrent tous une coque et un vitellus normaux. Les autres, au nombre de 6, furent gardés intacts; j'ai essayé de les faire éclore par assèchement peu après la ponte et remise dans l'eau au début d'octobre. Trois semaines après, aucun n'étant éclos, ils subirent un choc thermique pendant 12 jours entre 3° et — 2°. En fin décembre, aucune éclosion ne s'était produite et les œufs n'étaient plus que des coques vides. Or plus de 100 œufs de ♀♀ accouplées et placés dans les mêmes conditions pour d'autres expériences, s'ouvrirent dans une proportion supérieure à 50 %, les œufs non ouverts ayant presque sans exception leur vitellus intact au bout de plus de 3 mois.

Il n'a jamais été constaté de ponte chez les 19 autres ♀♀ vierges conservées en élevage de la mi-mars, début avril jusqu'en fin mai, début juin; 2 d'entre elles, nées en fin mars 1957, vécurent même jusqu'au début de juillet, soit deux mois après l'assèchement de la station, la taille atteinte étant nettement supérieure à la moyenne de la station.

Conclusion. — Le ♂ n'est donc pas indispensable pour la ponte des ♀♀ des *L. apus* d'Amuré. Une telle ponte cependant doit être considérée comme anormale, puisqu'elle ne fut observée que chez 6 ♀♀ vierges sur les 25 isolées, et encore 5 ne pondirent qu'une fois, alors que des ♀♀ élevées avec des ♂♂ remplissent et vident leurs poches incubatrices au moins tous les 4 ou 5 jours. Par ailleurs, le nombre d'œufs contenu dans les poches incubatrices des ♀♀ vierges a toujours été inférieur à celui qu'on trouve chez les ♀♀ de la station (30 à 40 chez ces dernières). Enfin, ces œufs se sont montrés stériles. Mais il est cependant possible que, dans certaines conditions, ils puissent se développer parthénogénétiquement, comme c'est la règle chez les races nordiques.

(1) *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 54, 1929, p. 95-118.
(2) *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 69, 1944, p. 61-68.
(3) *Comptes rendus*, 178, 1924, p. 1759.
(4) *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 62, 1937, p. 423.
(5) 70e *Congrès A. F. A. S.*, 1951, fasc. IV, p. 1-8.

(*Laboratoire de Zoologie de la Faculté des Sciences de Poitiers.*)

BIOLOGIE DES INSECTES. — *Influence de l'accouplement et de la fécondation sur la différenciation du sexe et la formation du bouclier protecteur chez* Pseudaulacaspis pentagona *Targ.* (Homoptera Diaspidinæ). Note de M. **Claude Benassy**, présentée par M. Émile Roubaud.

Chez la Cochenille Diaspine *Ps. pentagona* Targ., l'accouplement et la fécondation sont à l'origine de changements importants, d'ordre sexuel, dans la pigmentation de l'œuf et des larves qui en procèdent. Chez les femelles non fécondées on note une simple modification du bouclier protecteur.

La majorité des Cochenilles Diaspines sont ovipares, quoique l'on observe fréquemment, chez différentes espèces, des cas d'ovoviviparité ou de viviparité. Les œufs donnent naissance à des larves douées d'une grande mobilité et indifférenciables sexuellement. Fixées, elles perdent, dès la première mue, leurs appendices et la dépouille forme un bouclier rigide sous lequel s'abrite la larve du deuxième stade. Elles évoluent alors de façon différente suivant le sexe. La larve mâle, dans son follicule ou sous son bouclier, suivant le type, effectue deux mues nouvelles qui la transforment en un adulte ailé. La larve femelle mue une seule fois et son bouclier s'arrondit parallèlement à son augmentation de taille.

Chez *P. pentagona* Targ., espèce ovipare, des observations biologiques réalisées dans la nature, durant deux ou trois générations qui se succèdent annuellement, nous ont montré l'existence, dès l'éclosion, de deux types larvaires nettement distincts par leur couleur. Le premier, groupe des jeunes larves blanchâtres, contrastant avec celles du deuxième type, pigmentées en rouge. Le même fait est observé dans les élevages expérimentaux sous conditions constantes (température 27° C, H. R. 60-70 %), la Cochenille vivant fixée sur tubercule de pomme de terre.

Pour contrôler l'évolution de ces deux types larvaires, nous les avons mis en élevages séparés. Les larves mobiles blanchâtres donnent des individus mâles; parallèlement les néonates rouges sont à l'origine des individus femelles.

Or, à l'extérieur, comme en élevage de laboratoire, la ponte des femelles de *P. pentagona* groupe en nombre variable des œufs différemment pigmentés. Le cas extrême : ponte uniforme d'œufs d'une seule couleur, s'observe aussi souvent. Nous retrouvons, pour les œufs, les deux groupes précédemment définis pour les larves mobiles : des œufs non pigmentés, blanchâtres ou rosés et des œufs pigmentés, depuis le jaune orangé jusqu'au rouge. Des élevages isolés nous ont montré que les œufs non pigmentés sont à l'origine des larves mobiles blanchâtres qui évoluent en mâles; des œufs pigmentés éclosent des larves mobiles rouges qui se transforment en femelles.

A ces deux types d'œufs, L. Monti (1955) [1] en ajoute un troisième, celui groupant des œufs de couleur jaune paille, sans indiquer cependant leur descendance. Jusqu'à ce jour nous n'avons pas retrouvé de tels œufs. Donc, dès la ponte, chez *P. pentagona* Targ., les œufs sexuellement différents, sont morphologiquement distincts par leur pigmentation.

L'étude de l'évolution ovarienne nous a montré que la différence de pigmentation apparaît très tôt sur les œufs encore en place dans les ovarioles, ce qui indique une différenciation précoce du sexe. Ce fait n'est pas en contradiction avec l'hypothèse d'un déterminisme chromosomique des

sexes comme cela a été indiqué dans le cas des Pseudococcines (F. Schrader, 1923 *a*, *b*) (2), ou des Lécanines [N. Thomsen, 1927 (3)].

En effet, la fécondation des ovules chez les Cochenilles se fait dans l'ovariole (A. S. Balachowsky, 1939) (4), le transport des spermatozoïdes jusqu'à leur voisinage étant assuré par une cellule spéciale (P. Pesson, 1950) (5).

De plus, nous avons pu montrer que la parthénogenèse est impossible et que l'accouplement et la fécondation, même différés, sont indispensables pour obtenir le déclenchement d'une ponte normale.

Il est à noter que ces mêmes phénomènes interviennent également dans le processus de formation des boucliers femelles.

En effet, si nous élevons séparément des Cochenilles femelles ou si nous supprimons, avant la deuxième mue, toute la lignée mâle, les individus non accouplés sécrètent un bouclier aberrant. D'apparence normalement mate et vitreuse, de forme convexe, circulaire ou subcirculaire avec l'exuvie de la larve du premier âge centrale ou subcentrale, il devient floconneux et brillant et s'allonge sans forme définie. Il prend grossièrement l'aspect d'une femelle de *Pulvinaria* ayant sécrété son ovisac, où la position du bouclier femelle de la Lécanine est occupé dans ce cas par l'exuvie larvaire de *P. pentagona*. La femelle allonge son rostre et se déplace parallèlement à la sécrétion du bouclier vers l'autre extrémité.

Si, dans un tel élevage, nous procédons à des essais d'accouplement différés, la sécrétion régulière d'un bouclier normalement confectionné fait bientôt suite à celle incoordonnée du début.

Chez une espèce voisine, *E. leperii* Sign., P. W. Geier (1949) (6) a analysé le processus de formation du bouclier : il est sécrété d'une façon ininterrompue par les glandes tégumentaires ornant le pygidium de l'Insecte, et sa forme est assurée par le lent pivotement de tout le corps de la Cochenille autour de l'axe du rostre. De plus, l'aspect vitreux du follicule est le résultat de deux sécrétions : la première produit des filaments cireux qui sont dissous par une deuxième substance diluante, sous-produit du métabolisme. L'insuffisance d'une telle sécrétion expliquerait les quelques cas de boucliers aberrants observés par l'auteur chez les femelles d'*Epidiaspis leperii* Sign.

Tel serait aussi le cas chez *P. pentagona* Targ. pour les femelles non accouplées, où la consistance du bouclier formé est intermédiaire entre celui d'une femelle typique et celui du follicule mâle. Les troubles physiologiques liés à l'ovogenèse incohérente que nous observons par dissection chez de telles femelles, affecteraient donc la sécrétion normale de la substance diluante et, de plus, inhiberaient pour ces femelles vierges les possibilités de se déplacer autour de leur rostre; ce mouvement serait remplacé par une oscillation de l'extrémité du pygidium, assurant de proche en proche l'allongement du bouclier.

Ainsi, non seulement l'accouplement et la fécondation conditionnent la possibilité de reproduction de *P. pentagona*, mais ils provoquent deux types de modifications morphologiques importantes :

1° la pigmentation de l'œuf probablement liée à un déterminisme chromosomique;

2° la formation du bouclier en agissant sur l'activité sécrétrice et le comportement de la femelle.

(1) L. Monti, *Boll. Entom. Bologna*, 21, 1955, p. 148-149.
(2) F. Schrader, *Z. indust. Abst. Vereck.*, 30, n° 3, 1923 *a*, *b*, p. 163; *in* Balachowski, 1939.
(3) N. Thomsen, *Z. Mikr. anat*, 5, 1927; *in* Balachowski, 1939.
(4) A. S. Balachowski, Hermann et Cie, Paris, 1939, 154 pages.
(5) P. Pesson, *C. R. 8e Congr. Int. Entomol.*, Stockholm, 1950, p. 1-5.
(6) P. W. Geier, *Rev. Path. Veg. Ent. Agric. Fr.* 28, n° 4, 1949, p. 207-221.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Les variations de la composition nucléotidique du lait de Brebis : Influence de l'activité sécrétoire de la glande mammaire.* Note (*) de MM. **Robert Denamur, Guy Fauconneau** et Mlle **Geneviève Funtz**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

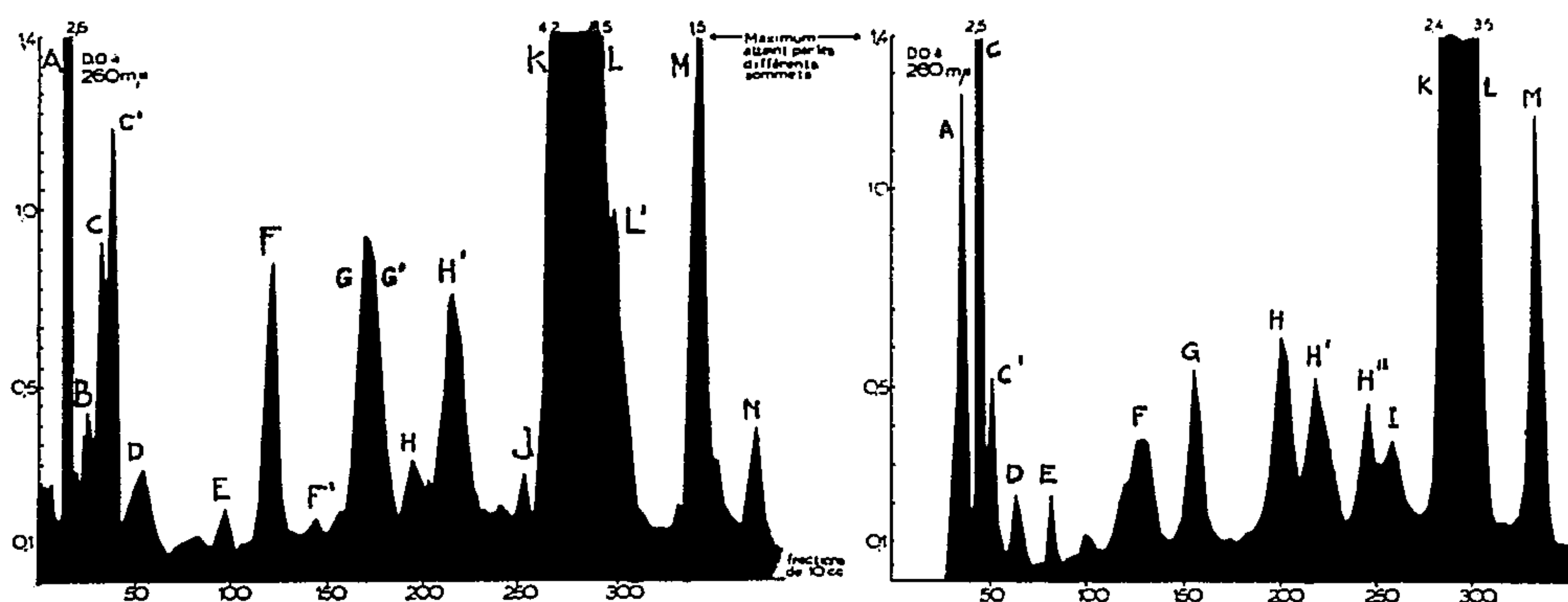
Les nucléotides du lait de brebis représentent une proportion importante du phosphore organique acido-soluble. Les nucléotides monophosphates et polyphosphates des quatre bases : adénine, cytosine, guanine, uracile, suivent des évolutions différentes au cours de la lactation.

La présence des nucléotides identifiés dans le lait de brebis (1) est dans l'état actuel de nos connaissances, difficilement interprétable. Il nous a paru intéressant de connaître la composition nucléotidique du lait, considérée sous l'aspect dynamique des variations quantitatives et qualitatives au cours de la lactation. En outre, l'étude des nucléotides de la glande mammaire est en cours et fera l'objet d'une publication ultérieure.

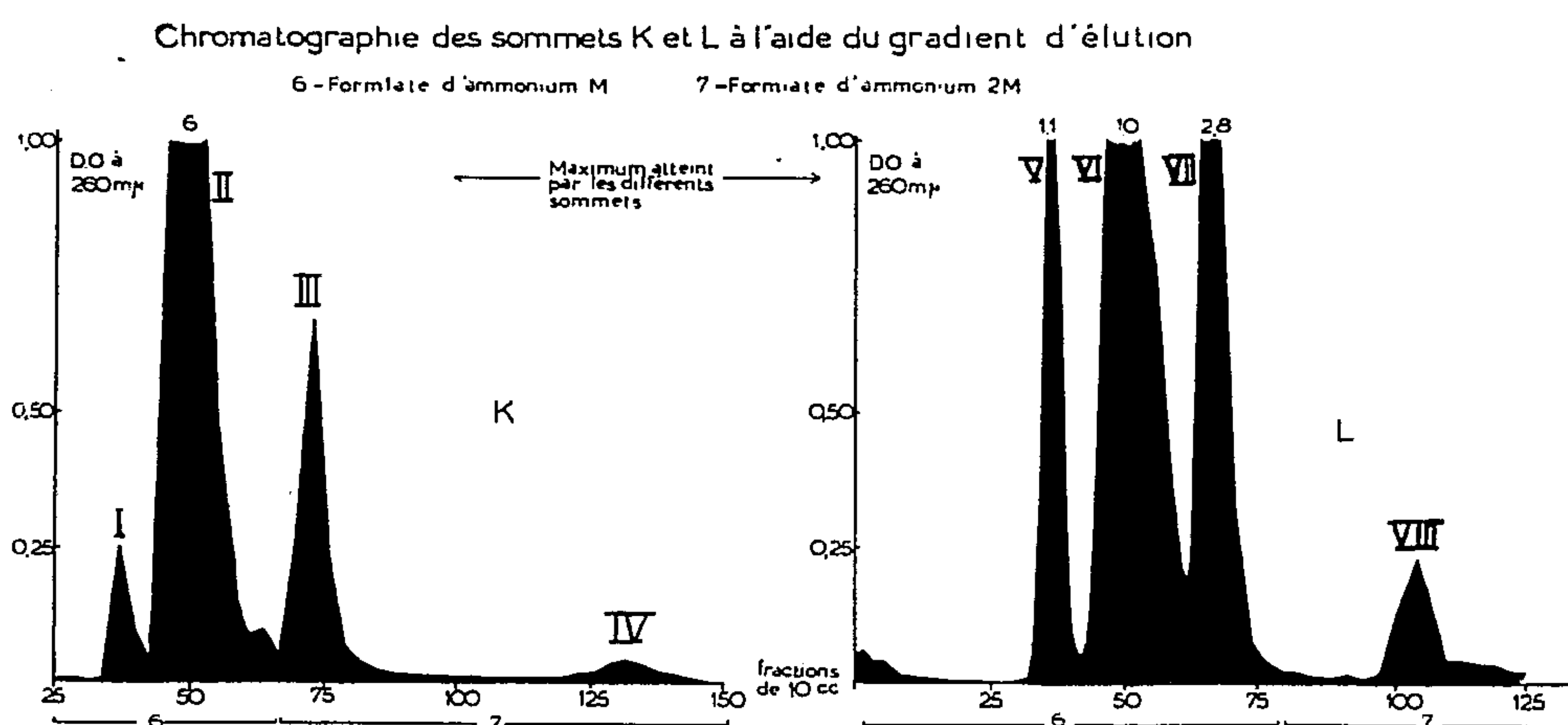
Les échantillons de lait ont été prélevés depuis la phase colostrale jusqu'à la fin de la lactation : 3, 5, 24 et 30 h, 16e, 31e, 90e, 110e, 160e et 170e jour, après la parturition. Les extraits trichloracétiques ont été chromatographiés selon Hurlbert et coll. (2) et l'identification réalisée selon le schéma indiqué dans la Note précédente.

Le graphique I représente les histogrammes des fractionnements primaires de deux laits correspondant à deux phases sécrétoires très différentes. Ces images montrent que la quantité totale des nucléotides ainsi que leur proportion varient avec le stade de lactation. Cependant les sommets K et L sont toujours les plus importants. Le graphique II représente les histogrammes correspondant aux fractionnements secondaires

des sommets K et L, et le tableau I indique le pourcentage des constituants trouvés dans chacun d'eux.



Graphique I. — Chromatographie des nucléotides d'un colostrum (4 h après la parturition) et d'un lait en fin de lactation (170[e] jour).



Graphique II

TABLEAU I.

Fractionnements secondaires des sommets K *et* L

(en pour-cent des micromolécules trouvées dans chaque sommet) (*).

	UMP.	UDP Hexosamine.	UDP glucose et galactose.	UDPX et UDP.	GDP.
K.......	2,2 (I)	87,8 (II)	0,42 (II)	8,07 (III)	1,08 (IV)
L.......	4,9 (V)	-	76,7 (VI)	16,6 (VII)	1,8 (VIII)

(*) U, uridine; G, guanosine; MP, monophosphate; DP, diphosphate; X, composé inconnu en cours d'identification.

Les quantités de chaque nucléotide ont été calculées d'après leur absorption à 260 mμ. Il ne nous est pas possible de rapporter dans cette courte

Note les variations de tous les nucléotides identifiés; nous avons donc résumé leur évolution en indiquant celle des quatre bases puriques et pyrimidiques.

TABLEAU II.

Évolution des bases contenues dans les nucléotides au cours de la lactation.

		Colostrum.		Lait.		
		3 h-5 h.	24 h-30 h.	16e au 31e jour.	90e au 110e jour.	160e au 170e jour.
Micromolécules totales par 100 cm^3....		450	570-717	300-320	266-270	140-155
(%) des micromolécules totales retrouvées	Adénine.....	6-8	5- 7	12-15	5-6	4
	Guanine.....	5-6	8-10	13	13	18-20
	Uracile......	75	74	73	73	62-65
	Cytosine....	6-7	5- 6	6-7	6-7	12-14

La concentration des nucléotides totaux est particulièrement élevée dans les colostrum, puis diminue progressivement au cours de la lactation. La proportion de chaque nucléotide présente également des variations. Les uridines nucléotides décroissent lentement bien qu'ils restent toujours quantitativement les plus importants. Les adénosines nucléotides présentent un maximum entre le 15e et le 30e jour de lactation, ce qui chez la Brebis correspond à une activité sécrétoire plus intense. Les guanosines nucléotides ont une augmentation lente et continue tandis que les cytidines nucléotides sont abondants vers la fin de la lactation.

Les nombreux composés phosphorés déjà identifiés (phosphocréatine, phosphopeptides, etc.) ne représentent qu'une faible proportion de la fraction « phosphore organique acido-soluble » du lait. La plus grande partie de cette fraction jusqu'ici non identifiée est représentée par les nucléotides dans le lait de brebis. Le tableau III montre l'importance quantitative des nucléotides dans le colostrum de 27 h.

TABLEAU III.

(Exprimé en milligrammes par litre de colostrum de 27 h.)

Phosphore acido-soluble				Bases puriques et pyrimidiques.	Azote acido-soluble		Sucres liés identifiés.
		nucléotidique					
total.	organique.	total.	des di- et triphosphates.		des bases.	total.	
1 250	500	400	375	807	245	740	720

La proportion dominante des uridines nucléotides, ainsi que les évolutions relatives des nucléotides semblent indiquer que ces composés ne proviennent pas d'une simple filtration sanguine. Les variations de la

teneur en nucléotides du lait seraient le reflet des modifications de l'activité métabolique de la glande mammaire.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

([1]) R. DENAMUR, G. FAUCONNEAU et G. GUNTZ, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 492.

([2]) R. B. HURLBERT, H. SCHMITZ, A. G. BRUMM et A. E. POTTER, *J. Biol. Chem.*, 209, 1954, p. 23.

(*Institut National de la Recherche agronomique, Jouy-en-Josas, Seine-et-Oise.*)

PARASITOLOGIE. — *Le développement d'*Opisthioglyphe ranæ (*Fröhlich*), *Trématode Plagiorchidé.* Note (*) de MM. **CHARLES JOYEUX** et **JEAN-G. BAER**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Nous avons déjà relaté certaines particularités du cycle évolutif de *O. ranæ* ([1]). Nous en poursuivons l'étude et mentionnons sommairement ici quelques faits nouveaux, sur lesquels nous reviendrons dans une Publication ultérieure avec plus de détails.

Rappelons le cycle de *O. ranæ* classiquement admis (Sinitzin, 1905) : adultes dans l'intestin des Amphibiens; sporocystes et cercaires chez des Limnées spp.; enkystement des cercaires chez des larves d'Amphibiens, dans le pied musculeux de Mollusques, occasionnellement chez d'autres animaux d'eau douce; infestation des Amphibiens adultes en dévorant ceux-ci. Carrère (1935) a réalisé le cycle condensé à deux hôtes en infestant les larves d'Amphibiens : les cercaires pénètrent par voie buccale au cours de la respiration aquatique, s'enkystent, notamment dans la cavité buccopharyngienne. Pendant la métamorphose, les kystes proches de la lumière du tube digestif tombent dans celle-ci; les métacercaires éclosent dans l'intestin et s'y développent.

Chez l'Amphibien adulte, le cycle condensé est un peu différent. La respiration aquatique n'existant plus, les cercaires absorbées par la bouche sont entraînées principalement dans l'intestin et s'enkystent dans sa paroi. Les métacercaires éclosent au bout de quelques jours et se développent dans la lumière intestinale. Les Trématodes devenus adultes commencent à émettre des œufs dans les selles 22 jours en moyenne après absorption des cercaires.

Dans l'accomplissement de tous ces cycles, il y a d'importants déchets provenant de la mort de nombreux kystes qui dégénèrent sans éclore.

Dans le centre de la France où nous faisons nos observations, on rencontre des Amphibiens hôtes défavorables et d'autres favorables. Les premiers sont représentés par les Crapauds généralement indemnes dans la nature et difficiles ou impossibles à infester expérimentalement : *Bufo calamita*

Laur.; *Pelodytes punctatus* (Daud.); *Alytes obstetricans* Laur.; *Bombina salsa* (Schr.). La Grenouille agile, *Rana dalmatina* Bonap. est rarement parasitée (1 sur 30), expérimentalement on arrive parfois à l'infester (2 sur 7).

Triturus helveticus (Raz.) Triton palmé, contracte le parasite au début de l'année pendant son séjour aquatique; mais ses Trématodes disparaissent lorsqu'il adopte des mœurs terrestres. Pendant l'année 1954, sur 56 Tritons récoltés en milieu aquatique, nous en avons trouvé 11 parasités. Ultérieurement, 28 de même origine, mais en habitat terrestre, étaient indemnes. Expérimentalement, les jeunes Tritons infestés à l'état larvaire, perdent leurs parasites 11 à 54 jours après leur métamorphose, ayant adopté des mœurs terrestres à ce moment. Les métacercaires restées dans les kystes ne sont pas réactivées l'année suivante par un nouveau séjour aquatique.

Rana esculenta L. peut être facilement infestée à l'état de têtard ou d'adulte, suivant le cycle à deux ou trois hôtes. Elle héberge des parasites pendant toute l'année; c'est, dans notre région, le seul Vertébré capable de conserver *O. ranæ* d'une année à la suivante (*R. temporaria* L. est pratiquement inexistante).

Nous avons commencé à étudier la protection conférée par infestations successives. Nous avons utilisé la Grenouille rainette, *Hyla arborea* L. rare dans notre région, que nous récoltons à Marseille. Elle peut être considérée comme animal neuf, car elle est toujours indemne de Trématodes intestinaux au moins dans les gîtes que nous connaissons. En outre, plusieurs examens de selles sont toujours faits avant l'expérimentation.

La longévité de *O. ranæ* chez *H. arborea* a varié dans nos expériences de sept mois à un temps beaucoup plus long, les animaux ayant été sacrifiés au bout de 12 mois hébergeant encore leurs parasites.

La protection contre une seconde infestation diffère suivant que les parasites de la première infestation ont été évacués ou persistent encore lorsque la seconde est pratiquée. Pour obtenir des résultats plus nets, nous opérons avec le cycle à trois hôtes, ce qui permet, avant l'infestation, de compter au microscope le nombre de kystes contenus dans le fragment de tissu qui sera absorbé.

Lorsque les parasites correspondant à la première infestation ont été évacués au moment où la seconde a lieu, les examens de selles demeurant négatifs, on observe des phénomènes de prémunition généralement nets; la seconde infestation se développe normalement. Au début de cette recherche, il importe de sacrifier la Grenouille peu de jours après la seconde infestation, de façon à s'assurer que les parasites sont très jeunes, ne pouvant être confondus avec les adultes émetteurs d'œufs existant précédemment.

Dans le cas contraire : parasites de la première infestation encore vivants

au moment de la seconde, un certain nombre de kystes libèrent leurs métacercaires, lesquelles pénètrent dans la paroi intestinale et s'y réencapsulent. L'infestation ayant été pratiquée avec des kystes, nous sommes certains que les métacercaires se sont bien dégagées avant leur pénétration. Dans une observation, un seul kyste absorbé ayant donné un adulte, sa présence a suffi pour provoquer le réencapsulement lors de la seconde infestation. Nous reviendrons sur ces faits en donnant plus de détails dans un prochain travail.

Le Mollusque *Limnæa ovata* Drap. est l'hôte intermédiaire le plus important dans notre région. Son comportement varie suivant les années; l'indice parasitaire de la glande digestive, suivi pendant dix années au même gîte, a oscillé de 2 à 100 %. Il était établi en automne, au moment où il est le plus élevé, après s'être accru depuis le début de la saison chaude. *L. ovata* conserve ses parasites pendant l'hiver; leur développement est ralenti pendant les grands froids, il reprend dès les premiers beaux jours. C'est donc ce Mollusque et, à un degré probablement moindre, *Rana esculenta*, qui hébergent le parasite pendant l'hiver et sont capables, dans notre région, de le transmettre d'une année à l'autre.

Toutefois les *L. ovata* adultes seules sont aptes à jouer ce rôle. Nous avons eu l'occasion d'observer dans la nature un gîte où se trouvaient uniquement de jeunes Limnées, mesurant au maximum 10 à 12 mm de long, les formes adultes ayant été détruites. Infestées par des miracidia de *O. ranæ*, elles ont montré des sporocystes et des cercaires d'apparence normale, mais quelques-unes de ces dernières seulement ont pu pénétrer chez les hôtes habituels et devenir adultes; les autres n'y sont pas parvenues, malgré divers artifices expérimentaux (abondante nourriture des Mollusques, élévation de la température de l'aquarium). Aux premiers froids de l'automne, toutes les formes larvaires ont péri dans les glandes digestives. Nous pensons que cette déficience et cette mortalité sont dues à la trop grande jeunesse des Mollusques, encore incapables de nourrir leurs parasites. Nous avons déjà eu l'occasion d'observer des phénomènes semblables à propos d'autres Trématodes.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) *Bull. Soc. neuchâteloise des Sc. Nat.*, 1953, p. 63-86.

A 16 h 10 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h 50 m.

L. B.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 12 juin 1957.)

Note présentée le même jour, de MM. *Félix Bertaut*, *Pierre Blum* et Mlle *Augusta Sagnières*, La structure du ferrite dicalcique et de la brownmillerite :

Page 2946, 15e ligne, *au lieu de* Ca en 8 *d* (0,028; 0,012; 0,480), *lire* Ca en 8 *d* (0,028; 0,112; 0,480).

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de décembre 1957.

(*Suite et fin.*)

Institut des Parcs nationaux du Congo belge. Exploration du Parc national de la Garamba. Mission H. De Saeger. Fasc. 8 *Nématodes parasites d'oiseaux*, par Claire Vuylsteke. Bruxelles, 1957; 1 fasc. 28 cm.

Id. Exploration du Parc national Albert, Mission J. de Heinzelin de Braucourt. Fasc. 3. *Mollusques quaternaires de la Région du lac Edouard*, par William Adam. Bruxelles, 1957; 1 fasc. 28 cm.

Id. Exploration du Parc National Albert. Deuxième série. Fasc. 4. *Coagulation du sang chez les Arthropodes*, par Charles Grégoire et Pierre Jolivet. Bruxelles, 1957; 1 fasc. 28 cm.

Id. Exploration du Parc National de l'Upemba. Mission G. F. De Witte. Fasc. 43. 1. *Issidae* (*Homoptera-Fulgoroidea*). 2. *Meenoplidae* (*Homoptera-Fulgoroidea*). 3. *Cercopidae* (*Hemiptera-Homoptera*), par Henri Synave. Fasc. 48. *Trematoda*, by Stephen Prudhoe. Bruxelles, 1957; 2 fasc. 28 cm.

Epifysiolysis capitis femoris en monografi og efterundersøgelse med særligt henblik paa behandling, resultat og social prognose, af V. Oram. Thèse. Universitets forlaget i Aarhus, 1952; 1 fasc. 25 cm.

Fosfolipoid fraktionerne i plasma en metodologisk og klinisk-eperimentel undersøgelse, af VILLY POSBORG PETERSEN. Thèse. Universitetsforlaget i Aarhus, 1952; 1 fasc. 25 cm.

Sammenlignende undersøgelser over resorptionen i Tyktarmen og den distale del af Tyndtarmen, af SVEND ERIK BUDOLFSEN. Thèse. Universitetsforlaget i Aarhus, 1952; 1 fasc. 25 cm.

Eksperimentelle undersøgelser over dihydrostreptomycins virkining på colibaciller in vitro, af AKSEL STENDERUP. Thèse. Universitetsforlaget i Aarhus, 1954; 1 fasc. 25 cm.

Det cellulaere aminosyrestofskifte under mitosen med soerligt henblik på forskellige aminosyrers indflydelse pa celledelingen in vitro, af JØRGEN KIELER. Thèse. København, Nyt Nordisk Forlag Arnold Busck, 1954; 1 fasc. 25 cm.

Thrombopoiesis a study on the origin of the Blood Platelets and on the Thrombopoiesis of the Bone Marrow in the normal subject and in Various Thrombocytopenie States, by FLEMMING KISSMEYER-NIELSEN. Thèse. Universitetsforlaget i Aarhus, 1954; 1 fasc. 25 cm.

Acta psychiatrica et neurologica scandinavica. Supplementum n° 88. *Studies on the central Pathway of the flexion reflex in Man and Animal* and *Changes in the Reflex Threshold and the Circulation after Spinal Transection*, by EJNER PEDERSEN. Thèse Universitetsforlaget i Aarhus, 1954; 1 fasc. 25 cm.

Undersøgelser over dextrans indvirkning paa serums kolloidosmotiske tryk hos Kaniner, af FRANTZ OLE NEIDHARDT. Thèse. Universitetsforlaget i Aarhus, 1955; 1 fasc. 25 cm.

Smertetilstande i Skulderledsregionen og deres relation til periarthrosis humeroscapularis en klinisk undersøgelse, af ERIK F. MOGENSEN. Thèse. Universitetsforlaget i Aarhus, 1955; 1 fasc. 25 cm.

Studies on the acoustic stapedius reflex in man. Measurements of the acoustic impedance of the tympanic membrane in normal individuals and in patients with peripheral facial palsy, by OTTO JEPSEN. Thèse. Universitetsforlaget i Aarhus, 1955; 1 fasc. 25 cm.

Pulmonary resection for tuberculosis, by POUL OTTOSEN. Thèse. Universitetsforlaget i Aarhus, 1955; 1 fasc. 25 cm.

Studier over animalsk lactase, af N. S. C. HEILSKOV. Thèse. Munksgaard, 1956; 1 fasc. 25 cm.

Tabeller og kurver til Kirurgisk klimakterium specult med henblik pa psyko-sexuelle forhold, of A. LETH PEDERSEN. Thèse. Aarhus Amtstidendes Bogtrykkeri, 1956; 1 fasc. 25 cm.

Kirurgisk Klimakterium specielt med henblik pa psyko-sexuelle forhold, af A. LETH PEDERSEN. Thèse. Aarhus, 1956; 1 fasc. 25 cm.

Acta ophtalmologica. Suppl. 46. *The Basophilic substances in the Retinal ganglion Cells and the Physiological activity changes in These Cells*, by KNUD BEEH. Thèse. Copenhague, Ejnar Munksgaard, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Revision de la teoria de la Relatividad, por JULIO PALACIOS. Madrid, 1957; 1 fasc. 25 cm.

Revue anthropologique. Nouvelle série, n° 3. *Les variations sexuelles du squelette céphalique,* par Pierre Vassal. Paris, Librairie Jouve, 1957; 1 fasc. 25 cm.

Brachycéphalie, goître et terrain granitique, par Pierre Vassal, in *Revue de pathologie générale et de physiologie clinique,* n° 688, 1957. Paris, Pacomhy, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Publications du Muséum national d'histoire naturelle, n° 17. *Travaux du laboratoire de la Jaysinia a Samoëns (Haute-Savoie). Recueil* publié sous la direction de Henri Humbert. Paris. Éditions du Muséum, 1957; 1 fasc. 25 cm.

André Mayer, 1875-1956. Abbeville, F. Paillart, 1957; 1 fasc. 23, 5 cm.

Traité du calcul des probabilités et de ses applications, par Émile Borel. Tome I. *Les Principes de la statistique mathématique,* par René Risser et C. Émile Traynard. Livre II. *Corrélations. Séries chronologiques.* Deuxième édition revue et augmentée. Paris, Gauthier-Villars, 1958; 1 vol. 24 cm.

Academia republicii populare romîne. Ministerul sànàtàtii. Societatea stiintelor medicale. *Lucràrile congresului national de stiinte medicale.* I. *Rapoarte.* Bucarest, Editura Academiei republicii populare romine, 1957; 1 vol. 24,5 cm.

Fisika delenia atomnyk iader. Mockba, 1957; 1 fasc. 22 cm.

Ouskoiteli elementariryk tchastits. Mockba, 1957; 1 fasc. 22 cm.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 3 FÉVRIER 1958.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Application à la réaction rubrénique du mécanisme par transfert circulaire des électrons.* Note (*) de MM. **Charles Dufraisse, Jean Mathieu** et **Jaime Valls.**

La réaction rubrénique peut s'interpréter comme le résultat d'un double transfert circulaire, concerté, des électrons. Ce mécanisme rendrait compte de la prépondérance de la cyclisation en *méta* du méthoxyle dans le cas des chlorures de triarylpropargyles *p*-méthoxylés sur les noyaux géminés.

Le doublement déshydrohalogénant des halogénures de triarylpropargyles, découvert par Moureu, Dufraisse et Dean en 1926 (1), est une des réactions organiques parmi les plus singulières. La constitution de l'hydrocarbure rouge formé, le rubrène, n'a pu être établie avec certitude qu'après plusieurs années d'étude (2), (3).

L'intervention d'un intermédiaire allénique correspondant à l'insertion centrosymétrique des aryles (4), (5) a été suggérée à diverses reprises (6), (7), (8), (9).

La difficulté n'est pas de former l'allène qui résulte d'une simple anionotropie de l'halogène (*a*), mais de le dimériser, car la condensation ne paraît être ni ionique, ni radicalique (10), (11).

Le rapprochement avec la synthèse diénique est valable, mais, dans la forme envisagée par Allen et Gilman (8), il demeure insuffisant, la réaction formant d'emblée un tétracycle sans qu'on n'ait jamais pu isoler une structure moins condensée. Si, comme l'implique le mécanisme d'Allen et Gilman, la réaction passait par un intermédiaire naphtalénique, celui-ci aurait les plus grandes chances d'être assez stable pour être isolable, comme le fait a été établi dans un autre type de synthèse naphtacénique, différent de la réaction rubrénique, mais lui restant comparable de ce point de vue (12).

De même que la synthèse diénique, la réaction rubrénique relèverait du mécanisme par transfert circulaire des électrons, mais, ici, il s'agirait d'un double transfert concerté, I ([17]), jouant sur deux molécules d'allène et conduisant *en un seul temps* au bis-hydrochlorure de rubrène, II. L'aromatisation par déshydrohalogénation fournit alors le dérivé aromatique, III.

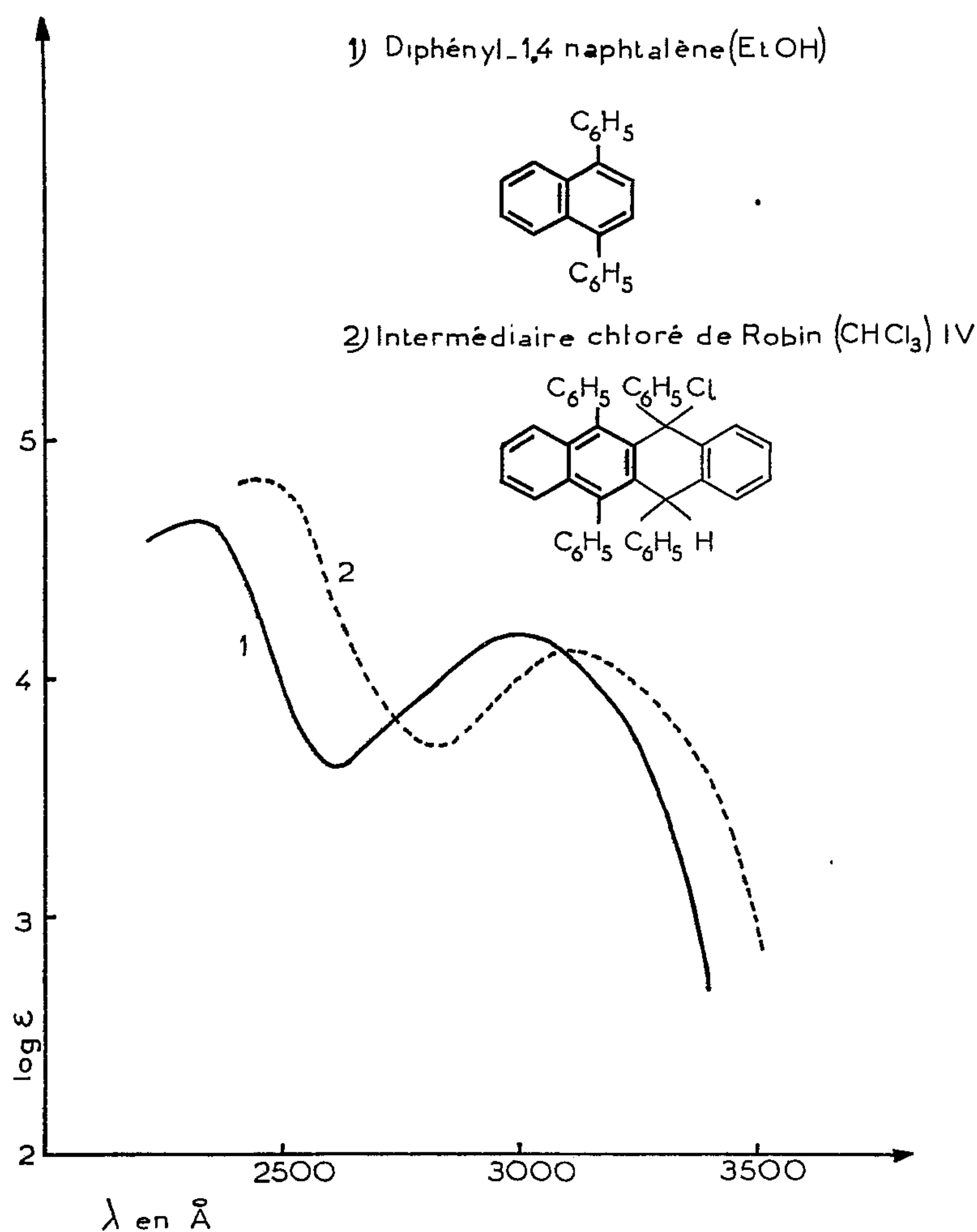
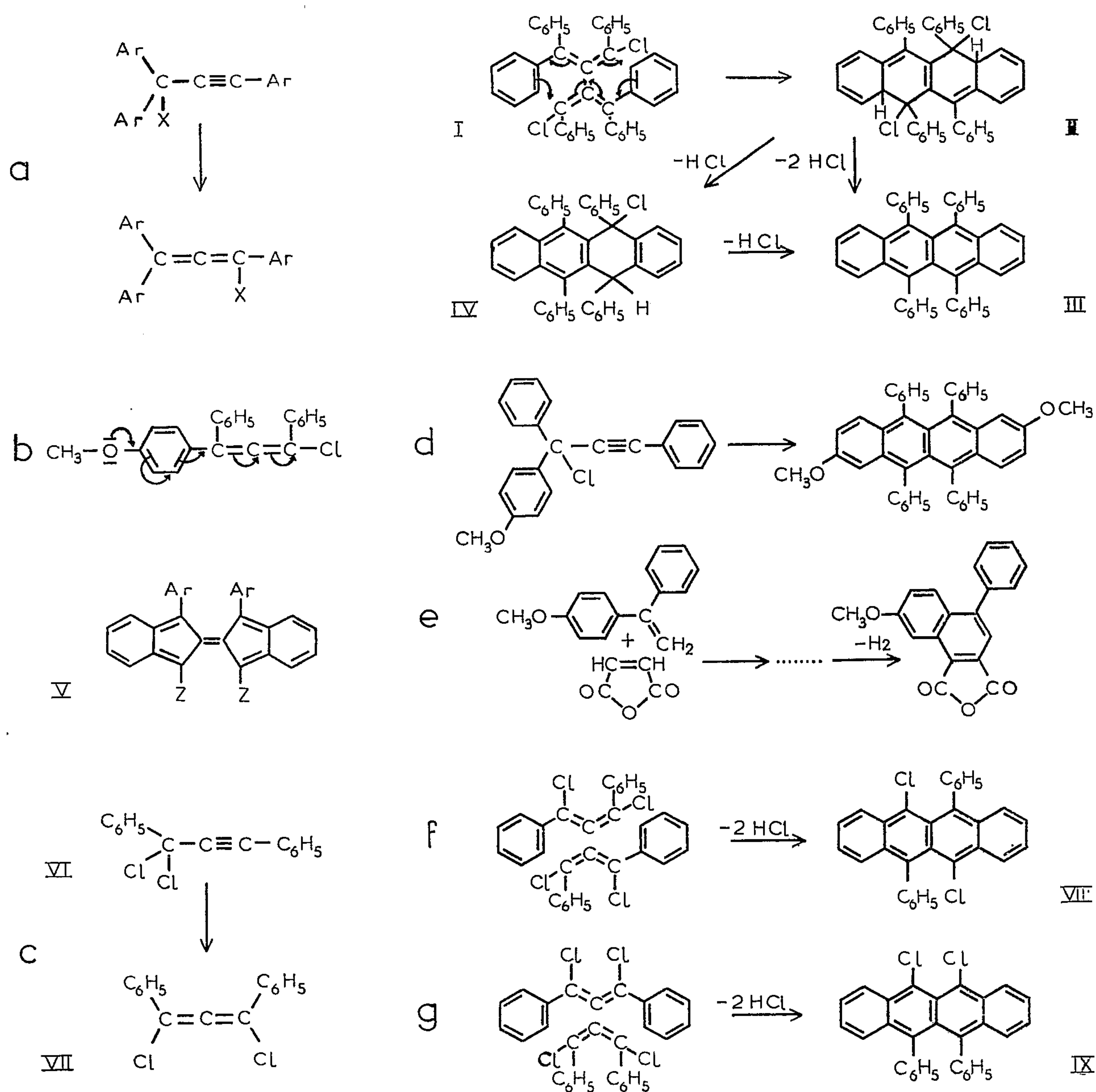


Fig. 1.

On a pu, il est vrai, isoler un intermédiaire. C'est une sorte de monochlorhydrate certainement tétracyclique parce qu'il est convertible en rubrène, quantitativement et à température peu élevée. Il résulterait, à notre avis, d'une prototropie et de la perte d'une seule molécule d'hydracide. Ce monochlorhydrate, IV, a, comme on devait s'y attendre, un spectre du même type que celui du diphényl-1.4 naphtalène (*fig.* 1), qui se trouve compris dans sa structure.

Ainsi, l'existence de ce terme intercalaire, qui a l'enchaînement naphtacénique, n'est pas à opposer au mécanisme par transfert circulaire concerté,



basé justement sur la création directe en un seul temps d'un dispositif tétracyclique.

Un argument, positif cette fois, en faveur de cette hypothèse, ressort d'une singularité observée dans la réaction rubrénique donnée par le

chlorure d'anisyl-1 diphényl-1.3 propargyle ([13]) (*d*). La présence d'un méthoxyle en *méta* par rapport au sommet promis à la cyclisation n'aurait pas dû favoriser l'anisyle, lors de cette réaction, aux dépens du phényle simple géminé avec lui. Or, ce n'est pas ce qu'on observe : le produit largement prépondérant est celui qui comporte la participation active de l'anisyle (*d*), le phényle géminé restant à l'écart comme substituant passif.

Le mécanisme proposé rend compte aisément de ce fait. L'attaque en *méta*, relativement au méthoxyle, ne peut correspondre à une sensibilisation du noyau par effet + E, lequel n'est pas transmissible à cette position; elle serait due plutôt à une augmentation de la densité électronique dans la chaîne (*b*), qui déséquilibre le système et facilite le transfert, l'accrochage se produisant en ortho par rapport à la racine de la chaîne sur le noyau perturbé.

Accessoirement, la même interprétation s'applique aussi bien à une sélectivité tout à fait parallèle, observée par F. Bergmann ([14]), lors de la condensation diénique de l'anisyl-1 phényl-1 éthylène et de l'anhydride maléique (*e*), la réaction diénique étant à considérer comme justiciable, elle également, du transfert électronique circulaire.

Une autre épreuve pour notre théorie, épreuve d'un genre fort différent, est fournie par un cas très particulier de réaction rubrénique, celle qui met en œuvre le dichlorodiphénylpropyne, VI, aussi bien que son isomère allénique, VII, où un chlore remplace l'un des aryles géminés de la matière première ordinaire, le chlorotriarylpropyne (*c*). On sait ([15]) qu'il se fait alors de l'isomère péri (plansymétrique), IX, à côté du corps normal, avec disposition dia (centrosymétrique), VIII, la seule que donnent les réactions rubréniques ordinaires. Cette exception n'oppose aucune difficulté à notre théorie, si l'on tient compte ([15]) des deux présentations rendues possibles, pour les couples réagissants (*f* et *g*), par la symétrie de l'allène intermédiaire : le double transfert électronique circulaire est aussi facile avec l'une qu'avec l'autre des deux présentations.

Réciproquement, la théorie du double transfert électronique, n'admettant aucune structure intermédiaire isomérique dans la formation du noyau naphtacénique, exclut la production de naphtacènes du type péri, comparables à IX, dans toutes les réactions rubréniques, hormis les cas particuliers du genre ci-dessus, alors qu'un intermédiaire, par exemple bis-isoindénylidénique, V ([16]), ([11]), permettrait d'obtenir l'isomère péri en même temps que le dia, chaque fois qu'ils seraient discernables l'un de l'autre. Comme c'est justement en accord avec une expérimentation étendue, notre hypothèse se trouve remplir la condition primordiale imposée par les faits à toute interprétation théorique de la réaction rubrénique.

On pourrait, enfin, soulever une objection basée sur la difficulté d'ordre

stérique s'opposant à une approche mutuelle des allènes, suffisante pour que la réaction s'ensuive. Or, l'étude sur modèle montre que l'accolement

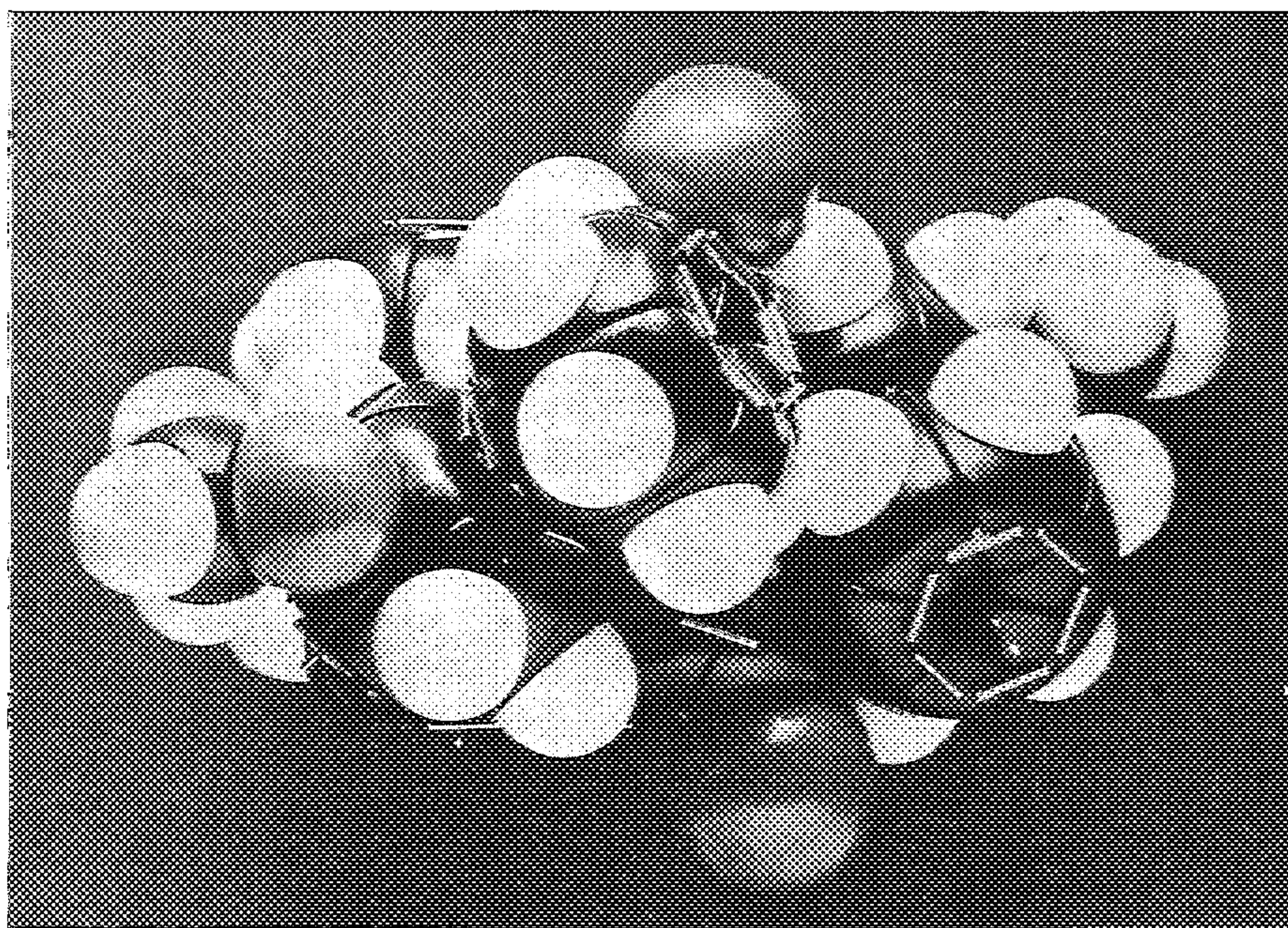


Fig. 2.

latéral des allènes peut être réalisé au moment où les six noyaux aromatiques sont plaqués deux à deux (*fig.* 2).

Il n'est d'ailleurs pas impossible qu'intervienne à ce stade une stabilisation de la conformation nécessaire à l'état de transition.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) C. Moureu, Ch. Dufraisse et P. M. Dean, *Comptes rendus*, 182, 1926, p. 1440.

(2) Ch. Dufraisse, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 3, 1936, p. 1847.

(3) Ch. Dufraisse et L. Velluz, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 1394.

(4) Ch. Dufraisse, *Bull. Soc. Chim.*, (4), 53, 1933, p. 789.

(5) A. Willemart, *Traité de Chimie organique* de V. Grignard, 17, Masson, 1949, p. 1268.

(6) J. Robin, *Ann. Chim.*, (10), 16, 1931, p. 445-529.

(7) A. Willemart, *Ann. Chim.*, (10), 12, 1929, p. 410.

(8) C. F. H. Allen et L. Gilman, *J. Amer. Chem. Soc.*, 58, 1936, p. 937.

(9) W. J. Sparks et C. S. Marvel, *J. Amer. Chem. Soc.*, 58, 1936, p. 865.

(10) Ch. Dufraisse, J. Lefrancq et P. Barbieri, *Rec. Trav. Chim., Pays-Bas*, 69, 1950, p. 380.

(11) J. Valls, *Thèse*, soutenue le 28 janvier 1954 à l'Université de Paris.

(12) Ch. Dufraisse, A. Étienne et R. Bucourt, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 2061.

(13) Ch. Dufraisse, A. Étienne et J. Valls, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1101.

(14) F. Bergmann et J. Szmuszkowicz, *J. Amer. Chem. Soc.*, 70, 1948, p. 2748.

([15]) CH. DUFRAISSE, A. ÉTIENNE et J. JOLLY, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 5.

([16]) CH. DUFRAISSE, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 3, 1936, p. 1857.

([17]) La réaction étant symétrique, le sens des flèches ne peut être précisé, et le transfert I est indiscernable du transfert inverse.

VOLCANOLOGIE. — *Sur la présence dans la région du lac Faguibine (Soudan français) de venues volcaniques d'âge sub-actuel.* Note de MM. THÉODORE MONOD et GUY PALAUSI.

L'un de nous (Th. M.) découvrait, en février 1957, dans le fond desséché du lac de Daouna Keïna, aux environs du puits de Tin Teïni (environ 100 km à l'Ouest-Sud-Ouest de Tombouctou), de nombreux débris d'une roche légère, scoriacée, vacuolaire, jaune soufre le plus souvent et parfois noire, que son aspect comme ses conditions de gisement (apparence de micro-dykes recoupant la diatomite quaternaire) devaient inciter à tenir pour une lave de type pierre ponce.

L'existence d'une venue effusive au cœur du Soudan, extrêmement éloignée de toute autre manifestation analogue récente (Dakar : 1500 km, Tenoumer : 1400 km, Ahaggar : 1600 km), posait un problème méritant une étude plus attentive. Ce sont les premiers résultats de celle à laquelle nous nous sommes livrés en décembre 1957 et janvier 1958 que nous résumons ci-dessous.

1. *Conditions de gisement.* — Comme on l'avait soupçonné dès la découverte de la lave des Daounas, il s'agit bien, ainsi que l'ont confirmé plusieurs tranchées, de très petits filons (par exemple 5-10 cm de large) s'élevant jusqu'à la surface pour s'y étaler notablement, en empruntant comme cheminées les espaces séparant les sortes de piliers prismatiques constituant la structure normale des bancs superficiels de diatomite. Celle-ci présente, en effet, de multiples et importantes fissures de retrait consécutives à l'assèchement du lac et à l'abaissement de la nappe aquifère. On observe, de plus, une schistosité horizontale dont les joints se voient souvent empruntés par des micro-sills injectant la roche et venant parfois sourdre en « larmes » d'aspect « cire à cacheter » sur les faces verticales des blocs d'argile durcie. Cet aspect laisse à penser que cette surface cireuse et lisse n'est pas une surface d'érosion, mais une surface de mise en place. Si le magma constitue en profondeur des filons souvent très nets et bien distincts de la roche encaissante, il est toujours chargé d'enclaves de cette dernière, dont il est parfois à ce point pétri que l'ensemble lave + débris d'argile constitue un ensemble quasi bréchoïde. Cependant, il n'y a eu ni remaniement, ni prédominance de la phase sédimentaire, et l'on ne se trouve pas en présence d'une pépérite. Dans la très grande majorité des cas, la diatomite infiltrée de lave est rouge brique, et bien que cette teinte

s'observe souvent sans la présence visible de la lave [1], on échappe difficilement à l'impression d'un sédiment « induré » et comme « cuit » par le produit volcanique, d'où, sans doute, son aspect de porcelanite (?).

Il est à noter que le faciès noir existe toujours, et qu'il est différent du faciès jaune, qui peut localement ne pas exister : ces deux faciès se mélangent peu, comme s'il s'agissait de deux épanchements différents.

2. *Distribution géographique.* — Les pointements de lave apparaissent comme des sortes de taupinières, d'une hauteur maximum de 20 cm, d'une superficie toujours inférieure à 1 m², à surface rugueuse irrégulière, associées aux parties légèrement en relief des diatomites, ces dernières ayant ici un aspect caractéristique de « tas de gravats ». Leur existence a été constatée déjà dans de nombreux points des deux Daounas (D. Keïna et D. Behri), par exemple : au Nord et Nord-Est de Tin Ataraï, tout autour de Tin Teïni, à l'Est de Tin Telho, entre ces deux puits et Ngassa, entre Gargondo et Tioumallollèn, et dans le Sud-Ouest de la grande Daouna, en particulier aux environs Nord-Est de la barre rocheuse de Khamsa Gongo. Il est probable que de très nombreux pointements se verront encore identifiés.

L'étude des photographies aériennes de l'I. G. N. n'a pas donné grand chose : on observe des alignements Ouest-Sud-Ouest-Est-Nord-Est difficiles à interpréter, qui peuvent peut-être correspondre à des alignements de filons.

Jusqu'ici, aucun gisement n'est connu en dehors de la dépression jumelle des Daounas. Aucun affleurement n'a été observé traversant les grès primaires sous-jacents formant le substratum de la région, pas plus qu'il n'en a été trouvé en dehors du fond du lac.

Il est, d'autre part, curieux de noter que la position géographique de ces laves correspond à l'extrémité Nord-Est du fossé d'effondrement Nara-Ouartemachet, mis récemment en évidence par la Compagnie Générale de Géophysique. C'est un fossé de 500 km sur 100 km environ, orienté Ouest-Sud-Ouest-Est-Nord-Est, probablement formé immédiatement avant le dépôt des formations du « Continental Intercalaire ».

3. *Nature de la roche.* — Les analyses chimiques ont montré qu'on avait affaire à une roche basaltique de composition légèrement anormale, cas habituel pour un faciès de bordure. La roche noire présente sur la roche jaune un excès d'oxydes ferromagnésiens, en même temps que de faibles teneurs en chrome, et des traces de nickel. La roche jaune, beaucoup moins riche en métaux, présente une teneur anormalement forte en alcalins et alcalino-terreux.

En plaques minces, la roche noire, bien que compacte, est toujours vitreuse. La roche jaune, souvent bulleuse, présente fréquemment de nombreux cristaux, disposés tantôt en structure intersertale, tantôt en

structure rayonnante, qui sont des cristaux allongés d'augite pigeonitique (ce qui, en A. O. F., est une banalité). Cette cristallisation pourrait d'ailleurs correspondre plutôt à un faciès de dévitrification. On observe également de très nombreux petits cristaux de magnétite, des pyroxènes, de l'épidote et des micas.

L'étude des minéraux lourds, après broyage peu poussé, a permis d'identifier également des grenats, de la tourmaline brune, du zircon, du rutile, du leucoxène, de l'apatite, etc.

Les éléments ferrugineux sont plus nombreux dans la roche noire.

4. *Age présumé de l'épanchement.* — Aucun doute ne saurait subsister, malgré le caractère insolite du fait, sur l'âge quaternaire d'une lave qui recoupe des sédiments sub-actuels (randannite à Diatomées [*Melosira granulata* (Ehr.) Ralfs], Mollusques ([*Melania tuberculata* (Müller), etc.], coprolithes de Crocodiles, etc. Peut-on préciser ?

Si, comme tout porte à le croire, la montée du magma s'est faite à l'air libre, à travers les crevasses d'un sédiment desséché, il semblera difficile d'admettre qu'il s'agisse d'une période de sécheresse antérieure à la dernière période lacustre de remplissage des Daounas (fin du XIXe siècle). Il apparaît en effet douteux que la disposition des filons empruntant des fissures de retrait par dessiccation ait pu traverser une phase aquatique sans se voir bouleversée.

On est donc amené à considérer l'effusion comme contemporaine, puisque les Daounas étaient encore inondées, dans leurs parties centrales, riches en laves, à la fin du siècle dernier, ce qui n'est certainement pas l'aspect le moins curieux du problème.

Doit-on rattacher ces venues de lave à la secousse sismique signalée en 1905 à Tombouctou ?

(1) C'est le cas de certains niveaux rubéfiés en surface, ou de niveaux de concrétions ferrugineuses, dus à la circulation *per ascensum* des eaux profondes.

PHYSIOLOGIE. — *Indice chronologique vestibulaire du Cyprin et méthyl-4β chloréthyl-5 thiazole.* Note de MM. **Georges Mouriquand**, **Paul Lechat**, **Jean Chareton**, Mme **Violette Edel** et Mlle **Renée Chighizola**.

Dans une Note précédente (1), nous avons étudié l'action du méthyl-4β chloréthyl-5 thiazole sur l'indice chronologique vestibulaire (L. Lapicque) ou chronaxie vestibulaire (C. V.) (G. Bourguignon) du Pigeon et du Rat

Nous y avons montré que cette substance avait le même indice chronaxique (C. V.) que la substance mère, ou méthyl-4β hydroxyéthyl-5 thiazole, partie thiazolique de la molécule de vitamine B_1. Les puissantes

propriétés sédatives et hypnotiques qu'elle exerce sur le Lapin, le Rat, la Souris, le Cobaye ont été retrouvées également chez le Cyprin (2). En effet, le Cyprin (*Carassius auratus*) mis dans un bain 1 °/₀₀ de méthyl-4β chloréthyl-5 thiazole (dénommé ici *bain M*) est immédiatement plongé dans un sommeil profond, véritable coma avec apparence de mort, tout mouvement respiratoire et de la bouche étant supprimé, toute excitation demeurant inefficace. Si, après l'avoir laissé pendant une minute dans ce bain, on le replace dans l'eau pure, au bout d'un certain temps, le début du réveil s'annonce par de légers mouvements des ouïes, de succion de bouche, de réactions au pincement de la région précaudale, au son (choc sur le cristallisoir). A un moment donné, on peut observer un réveil total rapide avec nage quasi immédiate. La durée moyenne du sommeil profond est d'environ suivant les cas de 5 à 30 mn.

Il était intéressant de se demander comment se comportait l'indice chronologique vestibulaire (ou C. V.) au cours du sommeil et du réveil du Cyprin. Mais encore fallait-il connaître la C. V. du Cyprin normal dont nous n'avons trouvé nulle part mention. Cette mesure a pu être réalisée grâce à la confection d'un petit casque (dérivant de celui de G. Bourguignon pour l'Homme), modèle réduit de celui précédemment utilisé par trois de nous chez l'Enfant, le Pigeon, le Rat sans difficultés techniques particulières ([3]).

Cette mesure a d'abord porté sur 40 cyprins normaux de poids variés de 6 à 28 g, nous fournissant les chiffres suivants : 1 fois 10 σ, 1 fois 9 σ, 18 fois 8 σ, 12 fois 7 σ, 7 fois 6 σ, 1 fois 5 σ. Nous avons remarqué qu'il n'existe pas de rapports précis entre le poids du Cyprin et sa C. V. (exemple : Cyprin 6 g, 8 σ et cyprin 28 g, 6 σ). On remarquera que l'indice C. V. du cyprin est proche de celui du Rat, du Pigeon, de l'Enfant même (étant un peu inférieur à ceux-ci).

Cette base chronaxique étant donnée, nous avons successivement étudié la C. V. du Cyprin *après plongée dans un bain* à 1 °/₀₀ de méthyl-4β chloréthyl-5 thiazole (*bain M*), soit après absorption orale d'une dose de la solution à 2 % de cette substance (5 et 10 gouttes). Dans nos 120 essais la C. V., mesurée 5 mn après la sortie du bain M, ou après la prise orale, s'est immédiatement effondrée le plus souvent à 0 σ, d'autres fois à 1 σ, 2 σ. La chronaximétrie pratiquée après mise à l'eau ordinaire, nous a montré un effort de redressement C. V. se traduisant par son élévation progressive.

Exemple de réveil rapide parmi de nombreux autres :

— cyprin 10 g, C. V. 7 σ, après 1 mn dans le *bain M*; sortie 1 σ; après 4 mn dans l'eau : 4 σ; après 40 mn : 7 σ (réveil et nage après 20 mn).

— cyprin 10 g, C. V. 8 σ; après 1 mn dans le *bain M*; sommeil, sortie : 1 σ;

remise à l'eau, après 5 mn : 4 σσ; 10 mn : 8 (réveil total). On notera le retour rapide à la C. V. de départ (phénomène du type pendulaire);

— cyprin 11 g, C. V. 7 σ; après 2 mn 30 s dans le *bain M*, 1 σ; après 5 mn au sec : 1 σ; remise à l'eau, 10 mn après : 4 σ; 20 mn : 5 σ; nage après 10 mn (témoin non soumis au *bain M* : 6 σ; après 5 mn au sec : 3 σ; après remise dans l'eau : 6 σ, nage de suite.

Plus rarement le *bain M* a entraîné la mort, et alors la C. V. se maintient à 0 σ après remise à l'eau. Exemples :

— cyprin 7 g : 8 σ; *bain M* 1 mn; au sec 5 mn : 0 σ; après remise dans l'eau : 0 σ; après 30 mn : 0 σ; mort;

— cyprin 10 g : 8 σ; *bain M* 4 mn 30 s; sortie : 0 σ; *id.* au bout de 30 mn : mort.

Si au lieu d'être remis dans l'eau ordinaire dans laquelle persiste longtemps son abaissement C. V., le Cyprin est mis dans une eau contenant par litre 400 ou 500 mg de *chlorhydrate de thiamine*, son réveil exige un peu moins de temps, mais sa C. V. peut rester à la normale ou voisine d'elle (action élévatrice de la vitamine B_1).

Nous nous sommes demandé si *une mise au sec* (température du laboratoire 22°, hygrométrie 45) prolongée après le bain M, ou ingestion de la substance envisagée, donnait des indications particulières au point de vue du temps de survie du Cyprin et des modifications de sa C. V. Cette mise au sec a été progressivement de 5 mn, 40 mn, 1 h, 1 h 30 s, 3 h, 4 h. Jusqu'à 3 h le Cyprin (après bain M, en moyenne de 1 à 3 mn) tout en gardant jusque-là l'état comateux avec apparence de mort, a presque toujours repris sa vitalité et sa nage après remise dans l'eau. La comparaison a été faite avec le Cyprin témoin maintenu au sec pendant 3 h, n'ayant pas subi l'épreuve du bain M : son réveil a été immédiat dès sa remise à l'eau.

D'autre part, la mise au sec prolonge l'abaissement C. V. antérieur par le bain M, qui ne s'est relevée qu'après remise à l'eau ordinaire en cas de survie. Nous donnons ici quelques exemples de remise à l'eau après exposition au sec :

— au sec 40 mn après bain M, chute C. V. à 2 σ, 30 mn; réveil après 5 mn de remise à l'eau (témoin nage de suite);

— 8 g : *au sec* 1 h après bain M; coma au sec; remise à l'eau, réveil après 45 mn (témoin au sec 1 h, réveil immédiat);

— 10 g : *au sec* 1 h 30 après bain M; coma; remise à l'eau, réveil après 1 h 05 (témoin nage de suite);

— *au sec* 3 h après bain M; coma total; remise à l'eau, réveil après 1 h 40 (témoin réveil immédiat);

— 25 g : *au sec* 3 h après bain M; coma; remise à l'eau, réveil après 2 h 05 (témoin au sec 3 h, remise à l'eau, nage immédiate);

— 7 g : bain M, puis au sec 3 h; remise à l'eau, nage après 1 h 30 (C. V. : 1 σ après 2 h au sec);

— 7 g : témoin du précédent, 3 *h au sec* (sans bain M), C. V. : 8 σ, 2 h 30 : 0 σ; eau : 8 σ (réveil immédiat;

— *au sec* 4 h après bain M; coma total; remise à l'eau, réveil rapide (chute C. V. : 8 σ, 2 h 30 : 4 σ, 3 h : 3 σ, 3 h 30 : 1 σ (témoin au sec coma); C. V. : 8 σ, 2 h 30 : 8 σ, 3 h : 8 σ, 3 h 30 : 7 σ; mis à l'eau ne s'est pas réveillé;

— 11 g reçoit *per os* 3,5 mg; *au sec* 4 h; C. V. 2 h 30 : 2 σ; 3 h 20 : 2 σ, ne se réveille pas;

témoin n° 68, 4 h au sec : C. V. : 7 σ; 2 h 30 : 6 σ; 2 h 45 : 5 σ; 3 h 20 : 4 σ; remise à l'eau, réveil de suite.

Dans ces cas la limite extrême de la résistance a été de 4 h avec survie ou mort tantôt chez le Cyprin recevant le méthyl-4.3 chloréthyl-5 thiazole, tantôt chez son témoin.

En résumé. — Le Cyprin (*Cyprinus Carassius auratus*) qui présente un indice chronologique vestibulaire voisin (un peu inférieur) de celui du Rat, du Pigeon, de l'Enfant même, paraît offrir un « terrain » favorable pour l'étude de l'action de diverses substances sur cet indice.

Nous avons retenu ici l'action du méthyl-4.3 chloréthyl-5 thiazole. Cette substance douée d'un fort pouvoir hypnotique, entraîne (par bain M ou voie orale) un sommeil total quasi immédiat, comateux, avec chute profonde de la C. V. Ce sommeil cesse progressivement par la remise à l'eau ordinaire, en même temps que se relève la C. V. Si celle-ci se maintient à 0 σ, pendant un temps prolongé de coma (30 mn dans nos cas) le pronostic léthal est probable. Le bain enrichi de chlorhydrate de thiamine freine la chute C. V. sans modifier l'évolution générale (réveil un peu plus précoce).

La mise du Cyprin, au sortir du bain M, au sec pendant 1 à 3 h permet en général la survie après un maintien de la C. V. au plus bas. La remise à l'eau amène le réveil et le retour de la nage au bout de 1 à 2 h avec remontée lentement progressive de la C. V. vers son point de départ. Un temps de 4 h au sec (après bain M ou non) a pu être atteint avec survie possible, mais non constante après remise à l'eau. On notera le temps de reviviscence (retour de la nage) ou non, et d'élévation ou non de la C. V. qui permettront de juger si la vie du sujet reste en deçà ou au-delà de la frontière léthale.

(1) R. Charonnat, G. Mouriquand, P. Lechat, J. Chareton, V. Edel et R. Chighizola, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 770.

(2) R. Charonnat, P. Lechat et J. Chareton, *Thérapie*, 13, 1958 (sous presse).

(3) G. Mouriquand, P. Lechat, J. Chareton, V. Edel et R. Chighizola, *Société de Biologie de Lyon*, 18 novembre 1957 (sous presse).

M. **Raoul Combes** fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage de M. Raymond Schnell intitulé : *Plantes alimentaires et vie agricole de l'Afrique Noire*, dont il a écrit la *Préface*.

Les Ouvrages suivants sont adressés en hommage à l'Académie :

par M. **George Polya** : *Les Mathématiques et le raisonnement « plausible »*. Préface de Louis Couffignal, traduit de l'anglais par Robert Vallée ;

par M. **Waclaw Sierpiński** : 1° *Hypothèse du continu*, 2ᵉ édition ; 2° *Les mathématiques en Pologne* ;

par M. **Frederick Stratton** : *Henry Norris Russell*, 1877-1957, extrait des *Biographical Memoirs of Fellows of the Royal Society*.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire de Chimie appliquée aux Corps organisés du Muséum National d'Histoire naturelle, pour la première ligne, M. *Charles Mentzer* obtient 34 suffrages contre 19 à M. *Didier Bertrand* et 9 à M. *Marcel Frèrejacque*.

Pour la seconde ligne, M. *Didier Bertrand* obtient 32 suffrages contre 28 à M. *Marcel Frèrejacque*.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale, de la Jeunesse et des Sports comprendra :

En première ligne.............. M. **Charles Mentzer**.
En seconde ligne............... M. **Didier Bertrand**.

COMMISSIONS.

Le scrutin pour la nomination des Commissions de prix de 1958, ouvert en la séance du 27 janvier, est clos en celle du 3 février.

53 cahiers de vote ont été déposés.

Le dépouillement du scrutin donne les résultats suivants :

I. Mathématiques : *Prix Carrière*. — MM. J. Hadamard, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, A. Denjoy, J. Pérès, R. Garnier, G. Darmois, M. Fréchet.

II. Mécanique : *Prix Montyon, Fourneyron, Henri de Parville, Pierson-Perrin.* — MM. A. de Gramont, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, A. Caquot, P. Montel, J. Pérès, H. Beghin, M. Roy, J. Leray.

III. Astronomie : *Prix Jules-César Janssen, fondations Antoinette Janssen, Frédéric Forthuny, prix Deslandres.* — MM. Ch. Maurain, L. de Broglie, G. Fayet, P. Montel, A. Pérard, A. Danjon, J. Baillaud, A. Couder, G. Darmois, P. Tardi.

IV. Géographie : *Prix Binoux, Alexandre Givry.* — MM. Ch. Maurain, L. de Broglie, G. Durand-Viel, É.-G. Barrillon, A. Pérard, R. Courrier, D. Cot, G. Poivilliers, H. Humbert, P. Tardi, R. Brard.

V. Navigation : *Prix Plumey.* — MM. M. de Broglie, H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, A. Caquot, G. Durand-Viel, É.-G. Barrillon, J. Pérès, H. Beghin, D. Cot, G. Poivilliers, M. Roy, J. Leray, L. Escande, P. Tardi, R. Brard.

VI. Physique : *Prix L. La Caze, François Hébert, Hughes, fondation Clément Félix, prix en hommage aux savants français assassinés par les Allemands en* 1940-1945. — MM. M. de Broglie, Ch. Maurain, A. de Gramont, L. de Broglie, Ch. Mauguin, C. Gutton, F. Joliot, J. Cabannes, G. Ribaud, L. Leprince-Ringuet, E. Darmois, F. Perrin.

VII. Chimie : *Prix Montyon des Arts insalubres, fondation Cahours, prix Paul Marguerite de la Charlonie, Émile Jungfleisch, fondation Charles-Adam Girard, médaille Berthelot.* — MM. G. Bertrand, M. Delépine, P. Lebeau, J. Duclaux, A. Portevin, R. Courrier, L. Hackspill, P. Pascal, Ch. Dufraisse, G. Chaudron.

VIII. Géologie : *Fondation Edmond Hébert, prix Joseph Labbé, Carrière, fonds des jeunes géologues.* — MM. M. Caullery, Ch. Jacob, Ch. Mauguin, F. Grandjean, R. Courrier, P. Fallot, P. Pruvost, R. Perrin, J. Piveteau, G. Delépine.

IX. Botanique : *Prix de La Fons Mélicocq, Jean de Rufz de Lavison, Foulon.* — MM. G. Bertrand, G. Ramon, R. Souèges, R. Courrier, R. Heim, R. Combes, H. Humbert, Ph. Guinier, L. Plantefol, N....

X. Zoologie : *Prix Cuvier, Savigny, Foulon.* — MM. M. Caullery, P. Portier, É. Roubaud, P. Wintrebert, L. Fage, L. Binet, G. Ramon, R. Courrier, P.-P. Grassé, Chr. Champy.

XI. Économie rurale : *Prix Bigot de Morogues, Foulon.* — MM. G. Bertrand, R. Souèges, R. Courrier, R. Heim, M. Lemoigne, Ph. Guinier, R. Dujarric de la Rivière, R. Fabre, C. Bressou, M. Fontaine.

XII. Médecine et Chirurgie : *Prix Montyon, Bréant, Mège, Jean Dagnan-Bouveret.* — MM. P. Portier, E. Sergent, L. Binet, G. Ramon, R. Courrier, Ch. Laubry, J. Tréfouël, A. Lacassagne, G. Guillain, L. Bazy, Chr. Champy, F. de Gaudart d'Allaines.

XIII. Cancer et Tuberculose : *Prix Roberge, fondation Roy-Vaucouloux.* — MM. M. Caullery, L. Binet, G. Ramon, R. Courrier, Ch. Laubry, A. Lacassagne, G. Guillain, L. Bazy.

XIV. Physiologie : *Prix Montyon, Pourat.* — MM. M. Caullery, P. Portier, L. Binet, G. Ramon, R. Courrier, P.-P. Grassé, A. Lacassagne, G. Guillain.

XV. Applications de la Science a l'Industrie : *Prix Trémont, prix du Calcul mécanique.* — MM. L. de Broglie, É.-G. Barrillon, A. Portevin, A. Pérard, R. Courrier, P. Chevenard, G. Poivilliers, G. Darrieus, H. Parodi, R. Perrin, N....

XVI. Statistique : *Prix Montyon.* — MM. Ch. Maurain, H. Villat, L. de Broglie, P. Montel, É.-G. Barrillon, A. Denjoy, R. Courrier, G. Darmois, R. Brard.

XVII. Ouvrages de sciences : *Prix Henri de Parville.* — MM. P. Montel, A. Portevin, L. de Broglie, R. Courrier et trois membres élus : MM. É.-G. Barrillon, M. Caullery, A. Pérard.

XVIII. *Médailles Lavoisier, Henri Poincaré.* — MM. P. Montel, A. Portevin, L. de Broglie, R. Courrier.

XIX. *Prix Gegner, Thorlet, Charles-Louis de Saulses de Freycinet, Louis Bonneau, d'Aumale, Berthault, fonds des Laboratoires, Doistau-Émile Blutet, fondation Richard, fonds des Bourses, fonds d'assistance.* — MM. P. Montel, A. Portevin, L. de Broglie, R. Courrier; A. Caquot, G. Bertrand.

XX. *Prix fondé par l'État* (Grand prix des sciences mathématiques et physiques). — La composition de cette Commission sera prochainement soumise à l'Académie.

XXI. *Prix Alhumbert* (Sciences mathématiques et physiques). — MM. Ch. Maurain, A. de Gramont, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, A. Denjoy, A. Pérard, R. Garnier.

XXII. *Prix Estrade-Delcros* (Sciences mathématiques et physiques). — MM. H. Villat, L. de Broglie, G. Julia, P. Montel, A. Denjoy, A. Pérard, R. Garnier, R. Brard.

XXIII. *Prix Général Muteau, Paul Gallet* (Sciences mathématiques et physiques). — MM. L. de Broglie, G. Julia, A. Caquot, P. Montel, É.-G. Barrillon, A. Pérard, G. Darrieus, P. Dassault.

XXIV. *Prix Bordin* (Sciences chimiques et naturelles). — MM. M. Caullery, É. Roubaud, A. Portevin, G. Ramon, R. Souèges, R. Courrier, R. Heim, Ch. Dufraisse.

XXV. *Prix Petit d'Ormoy* (Sciences chimiques et naturelles). — MM. M. Caullery, M. Delépine, É. Roubaud. L. Binet, R. Souèges, R. Courrier, Chr. Champy, Ph. Guinier.

XXVI. *Prix Saintour* (SCIENCES CHIMIQUES ET NATURELLES). — MM. M. Caullery, M. Delépine, É. Roubaud, A. Portevin, G. Ramon, R. Souèges, R. Courrier, Ch. Dufraisse.

XXVII. *Prix Millet-Ronssin* (SCIENCES CHIMIQUES ET NATURELLES). — MM. R. Courrier, Ch. Jacob, Ch. Mauguin; R. Souèges, R. Heim; É. Roubaud, L. Fage.

XXVIII. *Prix Laura Mounier de Saridakis.* — MM. P. Montel; L. de Broglie, R. Courrier; J. Cabannes, G. Ribaud; G. Bertrand, P. Lebeau, P. Portier, L. Binet.

XXIX. *Prix Lamb.* — MM. L. de Broglie, A. Caquot, P. Montel; E.-G. Barrillon, A. Pérard, R. Courrier, M. Roy, P. Dassault, F. Perrin.

XXX. *Prix du Docteur et de Madame Henri Labbé.* — MM. G. Bertrand, L. Binet, R. Courrier, J. Tréfouël, P.-P. Grassé, M. Lemoigne, Chr. Champy, R. Fabre.

XXXI. *Prix Jean-Marie Le Goff.* — MM. G. Bertrand, L. Binet, R. Courrier, Ch. Laubry, J. Tréfouël, P.-P. Grassé, G. Guillain, Chr. Champy.

XXXII. *Fondation Jaffé.* — MM. P. Montel, A. Portevin, L. de Broglie, R. Courrier et sept membres qui seront élus ultérieurement s'il y a lieu.

CORRESPONDANCE.

M. **JACQUES POMEY** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section des Applications de la science à l'industrie, par la mort de M. *Robert Esnault-Pelterie*.

M. le **SECRÉTAIRE PERPÉTUEL** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Ray Society. 1° *The bladder campions* (Silene maritima *and* S. vulgaris), by E. M. MARSDEN-JONES and W. B. TURRILL; 2° CARL LINNAEUS. *Species Plantarum.* A Facsimile of the first edition 1753. Volume I, with an introduction by WILLIAM THOMAS STEARN;

2° *De la Géométrie combinatoire et de la construction combinatoire des polytopes*, par MATTHIAS MATSCHINSKI;

3° *La Minéralogie et la Géologie*, par ARTHUR BIREMBAUT, in Encyclopédie de la Pléiade. *Histoire de la science des origines au XXe siècle*;

4° *Radiosondages du gradient de potentiel et de la conductibilité électrique de l'air*, par JEAN LUGEON et MAX BOHNENBLUST;

5° G. I. ATABEKOV. *Teoretitcheskie osnovy releïnoï zachtchity vysokovol'tnykh seteï.*

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une nouvelle extension d'un théorème de Phragmen.* Note (*) de M. **Serge Vasilach**, présentée par M. Jacques Hadamard.

En utilisant les séries de puissances généralisées de J. G. Mikusinski [1], on donne ci-après une nouvelle extension d'un théorème de Phragmen, dont une première extension fait l'objet de notre Note antérieure [2].

Notations. — 1° $\Gamma_n =$ pavé de R^n_+, $n \geqq 1$, formé de n intervalles d'origine O et d'extrémités X_k, $k = 1, 2, 3, \ldots, n$, les X_k étant finis ou non;

2° $\mu =$ mesure positive sur R^n_+, $n \geqq 1$;

3° $x = \{x_1, x_2, \ldots, x_n\} =$ point de R^n_+; $\xi = \{\xi_1, \xi_2, \ldots, \xi_n\}$ point de Γ_n;

4° $\mathcal{L}^1_F(\Gamma_n, \mu) =$ espace des fonctions μ intégrables, définies dans Γ_n et à valeurs dans l'espace de Banach réel F ;

5° $|f(\xi)| =$ l'application $\xi \to |f(\xi)|$ de Γ_n dans R_+.

Théorème 1. — *Soient* $(\beta^k_{\nu_k})_{\nu_k \in N^*}$ $(k = 1, 2, \ldots, n)$, *n suites de nombres positifs tels que* $\beta^k_{\nu_{k+1}} - \beta^k_{\nu_k} > 0$ *et* $\sum_{\nu_k=1}^{\infty} 1/\beta^k_{\nu_k} = \infty$ *pour* $k = 1, 2, \ldots, n$.

Soient $(\alpha^k_{\nu_k})_{\nu_k \in N^*}$, $(k = 1, 2, \ldots, n)$, *n suites définies par les produits convergents* (*voir* Mikusinski, *loc. cit.*),

$$(1) \qquad \alpha^k_{\nu_k} = \frac{1}{e} \prod_{i=1}^{\infty}{}' \frac{\beta^k_{i_k}}{|\beta^k_{i_k} - \beta^k_{\nu_k}|} \exp\left(-\frac{\beta^k_{\nu_k}}{\beta^k_{i_k}}\right) \quad [3].$$

Posons

$$\lim_{x \to \infty} (\,.\,) \Leftrightarrow \lim_{\substack{x_1 \to \infty \\ x_2 \to \infty \\ \cdots\cdots \\ x_n \to \infty}} (\,.\,) \qquad \textit{et} \qquad \beta_\nu x \xi = \sum_{k=1}^{n} \beta^k_{\nu_k} x_k \xi_k.$$

Dans ces conditions, quelle que soit la fonction $f \in \mathcal{L}^1_F(\Gamma_n, \mu)$, *on a*

$$(2) \quad \prod_{k=1}^{n} \left(\lim_{x \to \infty} \sum_{\nu_k=1}^{\infty} (-1)^{\nu_k - 1} \alpha^k_{\nu_k} \exp(\beta^k_{\nu_k} x_k u_k) \right) \int_{\Gamma_n} \exp(-\beta_\nu x \xi) f(\xi)\, d\mu(\xi) = \int_0^u f(\xi)\, d\mu(\xi),$$

où

$$\int_0^u = \int_0^{u_1} \cdots \int_0^{u_n} \qquad (0 < u_i < X_i;\ i = 1, 2, \ldots, n).$$

Démonstration. — Le produit

$$\prod_{k=1}^{n} \sum_{\nu_k=1}^{\infty} (-1)^{\nu_k - 1} \alpha^k_{\nu_k} \exp[\beta^k_{\nu_k} x_k (u_k - \xi_k)],$$

est une série absolument et uniformément convergente (produit de n séries

absolument et uniformément convergentes) dont la somme est égale à

$$\prod_{k=1}^{n}[1-\psi_k(e^{x_k(u_k-\xi_k)})],$$

où

(3) $$\psi_k(z_k)=1-\alpha_1^k z_k^{\beta_1^k}+\alpha_2^k z_k^{\beta_2^k}-\alpha_3^k z_k^{\beta_3^k}+\ldots$$

sont n séries de puissances généralisées de Mikusinski, absolument et uniformément convergentes pour toutes valeurs positives de z_k, leurs sommes $\psi_k(k=1, 2, \ldots, n)$ étant des fonctions monotones décroissantes de 1 à 0 lorsque z_k croît de 0 à ∞. (Les fonctions $1-\psi_k(e^{x_k(u_k-\xi_k)})$ sont donc des fonctions numériques continues des arguments x_k, u_k, ξ_k, à valeurs dans $[0, 1]$.)

En posant

(4) $$\begin{cases}\varphi_\nu(x, u-\xi)=\prod_{k=1}^{p}(-1)^{\nu_k-1}\alpha_{\nu_k}^k\exp[\beta_{\nu_k}^k x_k(u_k-\xi_k)]f(\xi),\\ \nu=\{\nu_1, \nu_2, \ldots, \nu_n\}\in(N^*)^n,\end{cases}$$

(φ_ν) est une suite n-uple de fonctions μ-intégrables en ξ, dépendant des paramètres x et u, et telles que la série n-uple de terme général $\varphi_\nu(x, u-\xi)$ converge presque partout dans Γ_n vers

$$\prod_{k=1}^{n}[1-\psi_k(e^{x_k(u_k-\xi_k)})]f(\xi).$$

Mais les séries

$$\sum_{\nu_k=1}^{\infty}\alpha_{\nu_k}^k\exp[\beta_{\nu_k}^k x_k(u_k-\xi_k)]\;(k=1, 2, \ldots, n),$$

étant uniformément convergentes pour $\xi\in\Gamma_n$, $x\in R_+^n$, $u\in\Gamma_n$, la fonction

$$\prod_{k=1}^{n}\sum_{\nu_k=1}^{\infty}\alpha_{\nu_k}^k\exp[\beta_{\nu_k}^k x_k(u_k-\xi_k)]\,|f(\xi)|$$

est μ-intégrable en $\xi\in\Gamma_n$, et l'on a

$$|\varphi_\nu(x, u-\xi)|\leq\prod_{k=1}^{n}\sum_{\nu_k=1}^{\infty}\alpha_{\nu_k}^k\exp[\beta_{\nu_k}^k x_k(u_k-\xi_k)]\,|f(\xi)|$$

presque partout dans Γ_n, pour $x\in R_+^n$, $u\in\Gamma_n$, quel que soit $\nu\in(N^*)^n$.

Donc [*voir* Bourbaki ([3]), chap. IV, § 4, corollaire 2 du théorème 2] on peut

écrire

$$(5)\qquad \prod_{k=1}^{n}\sum_{\nu_k=1}^{\infty}(-1)^{\nu_k-1}\alpha_{\nu_k}^{k}\exp(\beta_{\nu_k}^{k}x_k u_k)\int_{\Gamma_n}\exp(-\beta_\nu x\xi)f(\xi)\,d\mu(\xi) = \int_{\Gamma_n}\prod_{k=1}^{n}[1-\psi_k(e^{x_k(u_k-\xi_k)})]f(\xi)\,d\mu(\xi).$$

D'autre part, $[1-\psi_k(e^{x_k(u_k-\xi_k)})]$ étant des fonctions continues de x_k, $(k=1, 2, \ldots, n)$, on a (*voir* Bourbaki, *loc. cit.*, théorème 2) :

$$(6)\qquad \lim_{x\to\infty}\int_{\Gamma_n}\prod_{k=1}^{n}[1-\psi_k(e^{x_k(u_k-\xi_k)})]f(\xi)\,d\mu(\xi) = \int_{\Gamma_n}\prod_{k=1}^{n}\Big[1-\lim_{x_k\to\infty}\psi_k(e^{x_k(u_k-\xi_k)})\Big]f(\xi)\,d\mu(\xi).$$

Mais

$$(7)\qquad \lim_{x_k\to\infty}\psi_k(e^{x_k(u_k-\xi_k)}) = \begin{cases} 0 & \text{pour } u_k>\xi_k \\ 1 & \text{pour } u_k<\xi_k \end{cases}\qquad (k=1, 2, \ldots, n).$$

Donc, en passant à la limite dans (5) et en tenant compte de (6) et (7), on obtient la formule (2). C. Q. F. D.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) J. G. Mikusinski, *Studia Math.*, 12, 1951, p. 181-190.

(2) S. Vasilach, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1468.

(3) Le symbole Π′ signifie que on supprime dans ce produit le facteur correspondant à $i_k=\nu_k$.

(4) N. Bourbaki, *Intégration*, chap. I-IV, Paris, 1952.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Transformation de Fourier, des distributions généralisées. Applications.* Note (*) de M. **Charles Roumieu**, présentée par M. Jacques Hadamard.

On étudie dans cette Note la transformation de Fourier des distributions généralisées (*voir* la Note précédente). Comme applications, on précise la structure des distributions généralisées, et l'on obtient une condition nécessaire et suffisante pour qu'une équation de convolution admette pour solution fondamentale une distribution généralisée de support limité à gauche.

Les notations sont celles de la Note précédente. On suppose de plus que la suite $\{M_\nu\}$ vérifie la condition

$$(1)\qquad \overline{\lim_{\nu=+\infty}}\frac{\operatorname{Log} M_\nu}{\nu^2}<+\infty.$$

Alors, si $S\in\mathcal{D}'(\{M_\nu\})$, les dérivées successives de S sont aussi dans $\mathcal{D}'(\{M_\nu\})$ (1).

1. Soit $\mathcal{S}(\{M_\nu\})$ l'espace vectoriel des fonctions $f(t)$ définies et indéfiniment

dérivables sur la droite, et telles que

(2) $$|t|^{\lambda}|f^{(\nu)}(t)| \leq A k^{\nu} h^{\lambda} M_{\nu} M_{\lambda} \qquad (\lambda, \nu = 0, 1, 2, \ldots).$$

A, h, k sont des constantes pouvant dépendre de f. Cet espace étant muni d'une topologie convenable, son dual $\mathcal{S}'(\{M_{\nu}\})$ est un sous-espace de $\mathcal{D}'(\{M_{\nu}\})$. La transformation de Fourier habituelle $f(t) \to F(u)$ est un automorphisme sur $\mathcal{S}(\{M_{\nu}\})$. On définit la transformée de Fourier Φ d'une distribution généralisée $\varphi \in \mathcal{S}'(\{M_{\nu}\})$ par la formule de Parseval : $\langle \Phi, F(u) \rangle = \langle \varphi, f(-t) \rangle$. L'application $\varphi \to \Phi$ est un automorphisme sur $\mathcal{S}'(\{M_{\nu}\})$.

Lorsque φ est à support borné, sa transformée de Fourier est une fonction analytique entière de type exponentiel $\Phi(w)$ $(w = u + iv)$.

Le support de φ est contenu dans $[-l, +l]$ si et seulement si $\Phi(w)$ est de type exponentiel $\leq l$. On pose

$$M(r) = \sup_{\nu \geq 0} (\nu \operatorname{Log} r - \operatorname{Log} M_{\nu}),$$

On sait que

$$\int^{\infty} \frac{M(r)}{r^2} dr < +\infty.$$

On a $\varphi \in \mathcal{E}'(\{M_{\nu}\})$ si et seulement si

(3) $$\overline{\lim_{u=\pm\infty}} \left[\operatorname{Log} |\Phi(u)| - M\left(\frac{|u|}{k}\right) \right] < +\infty \qquad \text{quel que soit } k.$$

On a $\varphi \in \mathcal{D}(\{M_{\nu}\})$ si et seulement si

(4) $$\overline{\lim_{u=\pm\infty}} \left[\operatorname{Log} |\Phi(u)| + M\left(\frac{|u|}{k}\right) \right] < +\infty \qquad \text{pour une valeur de } k.$$

2. Des relations précédentes, et du théorème de Levinson (²), on déduit :

THÉORÈME 1. — *Le segment-support de $\varphi \star \psi$ est la somme des segments-supports de φ et ψ; (φ et ψ distributions généralisées).*

On pose

$$m_{\nu} = \frac{M_{\nu}}{M_{\nu-1}}; \qquad \Gamma(w) = \prod_{\nu=1}^{\infty} \left(1 + \frac{iw}{m_{\nu}}\right).$$

Alors, $\Gamma(w)$ est la transformée de Fourier d'une distribution généralisée γ de support origine, et l'on a

THÉORÈME 2. — *Toute distribution généralisée $\varphi \in \mathcal{E}'(\{M_{\nu}\})$ est de la forme : $\varphi = \gamma \star \mu$; μ mesure de support limité à gauche.*

THÉORÈME 3. — *Soit φ une distribution généralisée de support borné. Une condition nécessaire et suffisante pour qu'il existe une distribution généralisée ρ de support limité à gauche et telle que $\varphi \star \rho = \delta$ (mesure de Dirac), est qu'il existe deux fonctions $\chi(r)$, $S(r)$, définies pour r assez grand, non négatives, croissantes, convexes par rapport à la variable* $\operatorname{Log} r$, *vérifiant les conditions :*

a. $\int^{\infty}[\chi(r)/r^2]\,dr < +\infty$; $\int^{\infty}[S(r)/r^2]\,dr < +\infty$;

b. il existe des constantes A, C, R, *telles que*

$$|\Phi(re^{i\theta})| \geqq A \exp[-S(r)] \quad pour \quad r \geqq R \quad et \quad v + \chi(r) \leqq c.$$

De plus, la relation $\lim\limits_{r=\infty}[M(r) - S(kr) - T\chi(r)] = +\infty$ quels que soient k et T, *entraîne* $\rho \in \mathcal{D}'(\{M_\nu\})$.

Démonstration. — Soient $[0, l]$ le segment-support de φ ; ρ_T une distribution généralisée de support contenu dans $[0, T]$, et égale à ρ sur $]0, T[$. On pose $\varphi \star \rho_T = 1 + h_T$. On voit que la condition est nécessaire en prenant les transformées de Fourier des termes de cette relation, et en étudiant leur croissance dans le demi-plan $v \leqq 0$. On établit que la condition est suffisante en montrant que l'expression

$$\rho = \frac{1}{2\pi} \lim_{R=\infty} \int_{L_R} \frac{e^{iwt}}{\Phi(w)}\,dw$$

définit une distribution généralisée vérifiant les conditions voulues; L_R est l'arc contenu dans le cercle $|w| \leqq R$ d'une courbe rectifiable L sur laquelle on a $v = c - \chi(r)$ pour r assez grand.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) S. Mandelbrojt, *Séries adhérentes, régularisation des suites. Applications*, Gauthier-Villars, Paris, 1952, p. 248.

(2) N. Levinson, *Gap and density theorems*, *Colloquium*, New-York, 1940, chap. III.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Domination et opérateurs hyperboliques.* Note (*) de M. **François Trèves**, présentée par M. Jacques Hadamard.

On se sert de la domination [*voir* (1) et (2)] pour caractériser les opérateurs différentiels hyperboliques à coefficients constants. On prolonge ensuite l'essentiel de cette caractérisation au cas des coefficients variables,

1. *Notations et définitions.* — x sera la variable dans R^n, $y = (y_1, \ldots, y_n)$ celle dans le dual (noté aussi R^n); nous poserons $y^0 = (y_2, \ldots, y_n)$. A tout polynome $P(x, y)$ en y, dont les coefficients sont des fonctions (complexes) continues de x, nous associerons l'opérateur différentiel $P(x, D)$ sur R^n en remplaçant y_j par $(1/2i\pi)(\partial/\partial x_j)(1 \leqq j \leqq n)$. Si les coefficients sont constants, nous écrirons plutôt $P(D)$. Nous désignerons par $P(x_0, D)$ $(x_0 \in R^n)$ l'opérateur à coefficients constants obtenu en faisant $x = x_0$ dans les coefficients de $P(x, D)$. L'ordre de $P(x, D)$ sera toujours égal à $m \geqq 1$ et nous désignerons par $P_m(x, D)$ la partie homogène d'ordre m de $P(x, D)$. Nous dirons que $P(D)$ est *normal* (sous-entendu : en x_1) si $P(y) = a_0 y_1^m + Q(y)$

avec $\deg_{y_1} Q(y) \leq m-1$ et $a_0 \neq 0$. Pour tout $h \in C^n$, nous poserons

$$P_h(x, y) = \frac{1}{2i\pi}\left(h_1 \frac{\partial}{\partial y_1} + \ldots + h_n \frac{\partial}{\partial y_n}\right) P(x, y).$$

$P(D)$ et $Q(D)$ sont dits *semblables* s'il existe un automorphisme vectoriel u de R^n tel que $P(y) = Q(u.y)$.

Nous dirons que $P(x, D)$ *équidomine* des opérateurs $Q_\iota(x, D)$ $(\iota \in I)$ *sur un ouvert* Ω de R^n si, à chaque $\varepsilon > 0$, correspond $h \in R^n$ tel que

$$\| e^{-\langle x, h\rangle} Q(x, D)\varphi \|_{L^2} \leq \varepsilon \| e^{-\langle x, h\rangle} P(x, D)\varphi \|_{L^2}$$

quels que soient $\iota \in I$ et $\varphi \in \mathcal{D}(\Omega)$. Lorsque l'ensemble I des indices se réduit à un seul élément, nous dirons « *domine* » au lieu de « équidomine ». Pour des opérateurs à coefficients constants $P(D)$, $Q_\iota(D)$, la domination sur un ouvert non vide implique la domination sur tout ouvert borné [*cf.* (²), lemme 1; en général, le vecteur h correspondant à ε variera avec cet ouvert]. Dans ce cas, nous dirons simplement que $P(D)$ équidomine les $Q_\iota(D)$.

2. *Opérateurs hyperboliques.* — Nous nous conformerons à la définition classique : $P(D)$ est *hyperbolique normal* s'il est normal et si le polynome $P_m(y_1, y^0)$ en y_1 a m racines distinctes et réelles quel que soit $y^0 \neq 0$. $P(D)$ est *hyperbolique* s'il est semblable à un opérateur hyperbolique normal. $P(x, D)$ est *hyperbolique dans un ouvert* Ω si $P(x_0, D)$ est hyperbolique pour tout $x_0 \in \Omega$.

On peut démontrer le théorème que voici :

THÉORÈME 1. — *Pour que* $P(D)$ *soit hyperbolique, il faut et il suffit qu'il possède l'une des propriétés équivalentes suivantes :*

(a). $P(D)$ *équidomine les* D^p $(|p| \leq m-1)$.

(b). *Il existe* $h \in R^n$ *et une constante* A *finie tels que :*

$$|y + ih|^{m-1} \leq A\,|P_m(y + ih)| \qquad \text{pour tout } y \in R^n.$$

(c). *Il existe* $h \in R^n$ *et* A_1 *finie tels que, pour toute* $\varphi \in \mathcal{D}$ *et tout* $t \geq 1$:

$$\sum_{|p| \leq m-1} \| e^{-t\langle x, h\rangle} D^p \varphi \|_{L^2} \leq \frac{A_1}{t} \| e^{-t\langle x, h\rangle} P(D)\varphi \|_{L^2}.$$

(d). *Il existe* $h \in R^n$ *et* A_2 *finie tels que, pour toute* $\varphi \in \mathcal{D}$ *et tout* $t \geq 1$:

$$\sum_{|p| \leq m-1} \| e^{-t\langle x, h\rangle} D^p \varphi \|_{L^2}^2 \leq \frac{A_2}{t} \operatorname{Re}(e^{-t\langle x, h\rangle} P(D)\varphi, e^{-t\langle x, h\rangle} P_h(D)\varphi)_{L^2}.$$

On peut choisir le même vecteur h dans (b), (c) *et* (d).

La démonstration est simple : il suffit de raisonner sur le polynome $P_m(y)$. Les implications $(d) \Rightarrow (c) \Rightarrow (a)$ sont banales. L'ensemble des vecteurs h pouvant figurer dans (b), (c) et (d) n'est pas autre chose que le cône convexe ouvert ayant pour frontière le cône caractéristique. Tout automorphisme

vectoriel de R^n qui ramène h sur (1, 0, ..., 0) ramène P(D) à la forme hyperbolique normale. Alors $P_h(D)$ peut être remplacé par n'importe quel opérateur Q(D) d'ordre $m-1$, normal, qui sépare P(D) au sens de Leray [3], et qui vérifie $iQ(y_1, 0)\overline{P(y_1, 0)}y_1^{-2m+1} > 0$. Soulignons enfin le fait, nullement évident *a priori*, que les constantes $A_1 A_2$ ne dépendent pas du support de φ. A la condition (*b*) du théorème 1 se rattache, de façon immédiate, le résultat suivant (qui n'est pas essentiellement nouveau) :

Théorème 2. — *Soient une variété* C^∞ V *et, pour chaque* $v \in V$, *un opérateur hyperbolique sur* R^n *d'ordre* m $P(v, D_x)$ *dont les coefficients sont des fonctions* C^∞ *de* v *(constants en* x*) sur* V. *Il existe une application* $v \to E(x, v)$, C^∞ *sur* V, *à valeurs dans* D'_x *et qui vérifie :*

1° $P(v, D_x)E(x, v) = \delta_x$ *pour tout* $v \in V$ (δ_x *est la mesure de Dirac*);

2° *Quel que soit l'entier* $k \geq 0$, $v \to E(x, v)$ *est une fonction* C^k *dans* V, *à valeurs dans* $\mathcal{L}^{2-[n/2]-1-k+(m-1)}$.

Examinons maintenant le cas des opérateurs à coefficients variables. Nous supposerons que les coefficients de $P_m(x, D)$ appartiennent à $\mathcal{E}_x^{2m-1}$ et ceux de $P(x, D) - P_m(x, D)$, à $\mathcal{E}_x^1$. L'extension de la majeure partie du théorème 1 tient essentiellement au lemme suivant :

Lemme 1. — *Soient* $p, q \in N^n$, $|p| = m$, $|q| = m-1$. *Soit* $a(x) \in \mathcal{E}_x^{2m-1}$ *à valeurs réelles, avec* $a(0) = 0$. *Alors, pour tout* $\varepsilon > 0$, *on peut trouver un voisinage ouvert* Ω_ε *de* 0 *dans* R^n *et un nombre* $M_\varepsilon < +\infty$ *tels que*

$$|\operatorname{Re}(e^{-tx_1}a(x)D^p\varphi, e^{-tx_1}D^q\varphi)_{L^2}| \leq \varepsilon t \sum_{|r| \leq m-1} \| e^{-tx_1}D^r\varphi \|_{L^2}^2$$

pour toute $\varphi \in \mathcal{D}(\Omega_\varepsilon)$ *et tout* $t \geq M_\varepsilon$.

Théorème 3. — *Pour que* $P(x, D)$ *soit hyperbolique dans un ouvert* Ω *de* R^n, *il faut et il suffit qu'il possède l'une des propriétés équivalentes suivantes :*

(c') *Pour tout* $x_0 \in \Omega$ *il existe un voisinage ouvert* $U(x_0)$ *de* x_0, *un vecteur* $h \in R^n$ *et une constante* A *finie tels que*

$$\sum_{|p| \leq m-1} \| e^{-t<x,h>}D^p\varphi \|_{L^2} \leq \frac{A}{t} \| e^{-t<x,h>} P(x, D)\varphi \|_{L^2}$$

quels que soient $t \geq 1$ *et* $\varphi \in \mathcal{D}(U(x_0))$.

(d') *L'inégalité de* (c') *peut être remplacée par la suivante :*

$$\sum_{|p| \leq m-1} \| e^{-t<x,h>}D^p\varphi \|_{L^2}^2 \leq \frac{A}{t} \operatorname{Re}(e^{-t<x,h>}P(x, D)\varphi, e^{-t<x,h>}P_h(x, D)\varphi)_{L^2}.$$

On peut prendre le même vecteur h *dans* (c') *et dans* (d').

Corollaire 1. — *Si* $P(x, D)$ *est hyperbolique dans* Ω, *tout* $x_0 \in \Omega$ *possède un voisinage ouvert* $U(x_0)$ *tel que* $P(x, D)$ *équidomine les* D^p ($|p| \leq m-1$) *sur* $U(x_0)$.

Nous n'avons pas réussi à démontrer la réciproque du corollaire 1. Peut-on passer des propriétés purement locales du théorème 3 aux propriétés correspondantes, mais vérifiées sur des ouverts bornés ? La réponse est fournie par le résultat ci-dessous. Supposons $P(x, D)$ hyperbolique dans Ω et, pour chaque $x_0 \in \Omega$, notons $C(x_0)$ le cône convexe ouvert ayant pour frontière le cône caractéristique de $P(x_0, D)$.

Ceci posé, pour que chacune des propriétés (c') et (d') du théorème 3 soit valable lorsqu'on remplace le voisinage $U(x_0)$ par un ouvert borné quelconque U tel que $\overline{U} \subset \Omega$ (en faisant alors dépendre A et h de U), il faut et il suffit que $P(x, D)$ remplisse la condition suivante :

$P(x, D)$ *est hyperbolique dans* Ω *et pour toute famille finie* $x_1, \ldots, x_r$ *de points de* Ω, *l'intersection* $C(x_1) \cap \ldots \cap C(x_r)$ *n'est pas réduite à* $\{0\}$.

Cette condition est évidemment vérifiée par un opérateur $P(x, D)$ donné *a priori* sous la forme hyperbolique normale dans Ω.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1200.

(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1288.

(3) J. LERAY, *Lectures on hyperbolic equations with variable coefficients*, Princeton, Inst. for adv. Study, 1952, p. 140.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Division d'une distribution par une fonction analytique de variables réelles*. Note de M. **S. Lojasiewicz**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

On donne la réponse affirmative à une hypothèse de à M. L. Schwartz (1) selon laquelle la division d'une distribution par une fonction analytique de variables réelles est toujours possible.

Un article ultérieur donnera les démonstrations détaillées.

1. Soit $F(x_1, \ldots, x_n)$ une fonction réelle de variables réelles, analytique dans un voisinage du point $(0, \ldots, 0)$ et telle que

$$F(0, \ldots, 0) = 0 \quad \text{et} \quad F(x_1, \ldots, x_n) \not\equiv 0.$$

En effectuant au besoin une rotation on peut choisir les coordonnées $x_1, \ldots, x_n$ et un intervalle Q défini par $|x_i| < \delta_i (i = 1, \ldots, n)$ d'une telle façon que l'ensemble Z défini par $F(x_1, \ldots, x_n) = 0$ et $(x_1, \ldots, x_n) \in Q$ admette une décomposition

$$Z = V^{n-1} \cup \ldots \cup V^0$$

avec les propriétés suivantes :

1° L'ensemble V^0 ne contient que le point $(0, \ldots, 0)$. Si l'ensemble V^k

n'est pas vide, il est une réunion disjointe et finie

$$V^k = \sum_{\varkappa} \Gamma^k_{\varkappa},$$

où l'ensemble $\Gamma^k_\varkappa$ est défini par les équations

$$x_l = {}^{\varkappa}\varphi^k_l(x_1, \ldots, x_k), \quad (l = k+1, \ldots, n), \qquad (x_1, \ldots, x_k) \in \Omega^k_\varkappa,$$

la fonction ${}^{\varkappa}\varphi^k_l$ étant analytique dans un ouvert $\Omega^k_\varkappa$ des $(x_1, \ldots, x_k)$.

2° Il existe un entier positif m tel que

$$\frac{\partial^\nu F}{\partial x_n^\nu} \equiv 0 \quad \text{sur } \Gamma^k_\varkappa \qquad \text{ou} \qquad \frac{\partial^\nu F}{\partial x_n^\nu} \neq 0 \quad \text{partout sur } \Gamma^k_\varkappa,$$

quels que soient $\Gamma^k_\varkappa$ et $\nu = 1, \ldots, m$, le deuxième cas ayant lieu pour $\nu = m$.

3° On a

$$\Lambda^k_\varkappa = Q \cap (\overline{\Gamma}^k_\varkappa - \Gamma^k_\varkappa) \subset V^{k-1} \cup \ldots \cup V^0.$$

2. Soit $\Phi(x_1, \ldots, x_k)$ une fonction réelle de variables réelles, analytique dans un ouvert qui contient un compact K. Soit $\rho = \rho(x_1, \ldots, x_k)$ la distance d'un point $(x_1, \ldots, x_k)$ à l'ensemble où $\Phi = 0$ (nous supposons que cet ensemble n'est pas vide). Il existe alors une constante $c > 0$ et un exposant $q > 0$ tels que

$$|\Phi| \geqq C\rho^q \qquad \text{lorsque} \quad (x_1, \ldots, x_k) \in K.$$

La démonstration est difficile.

3. Grâce à l'inégalité 2 on montre qu'il existe un intervalle Q_0 défini par $|x_i| < \delta_{i0} (i = 1, \ldots, n)$, où $\delta_{i0} < \delta_i$, tel que les propriétés suivantes aient lieu.

Soient Q^k et Q^k_0 les intervalles définis par $|x_i| < \delta_i$, $(i = 1, \ldots, k)$ resp. par $|x_i| < \delta_{i0} (i = 1, \ldots, k)$ et désignons par $\rho_k = \rho_k(x_1, \ldots, x_k)$ la distance d'un point $(x_1, \ldots, x_k) \in \Omega^k_\varkappa$ à l'ensemble $Q^k \cap$ frontière de $\Omega^k_\varkappa$.

1° Pour chaque $p = (p_1, \ldots, p_k)$ il existe une constante $C_p > 0$ et un exposant $N_p > 0$ tels que

$$|D^p\, {}^{\varkappa}\varphi^k_l| \leqq C_p \rho_k^{-N_p} \qquad \text{lorsque} \quad (x_1, \ldots, x_k) \in \Omega^k_\varkappa \cap Q^k_0.$$

2° Il existe une constante $C > 0$ et un exposant $\sigma > 0$ tels que à tout $(x_1, \ldots, x_k) \in \Omega^k_\varkappa \cap Q^k_0$ on peut associer $(\overline{x}_1, \ldots, \overline{x}_k, \overline{\eta}_{k+1}, \ldots, \overline{\eta}_n) \in \Lambda^k_x$ de façon que

$$\left[\sum_{i=1}^{k} (x_i - \overline{x}_i)^2\right]^{\frac{1}{2}} = \rho_k(x_1, \ldots, x_k) \qquad \text{et} \qquad |{}^{\varkappa}\varphi^k_l(x_1, \ldots, x_k) - \overline{\eta}_l| \leqq C[\rho_k(x_1, \ldots, x_k)]^\sigma.$$

3° Il existe une constante $c > 0$ et un exposant $N > 0$ tels qu'on ait

$$\frac{\partial^\nu F}{\partial x_n^\nu}(x_1, \ldots, x_k, {}^\varkappa\varphi_{k+1}^k(x_1, \ldots, x_k), \ldots, {}^\varkappa\varphi_n^k(x_1, \ldots, x_k)) \equiv 0 \qquad (\nu = 0, \ldots, s-1)$$

$$\left|\frac{\partial^s F}{\partial x_n^s}(x_1, \ldots, x_k, {}^\varkappa\varphi_{k+1}^k(x_1, \ldots, x_k), \ldots, {}^\varkappa\varphi_n^k(x_1, \ldots, x_k))\right| \geqq c\rho_k^N$$

pour $(x_1, \ldots, x_k) \in \Omega_\varkappa^k \cap Q_0^k$ (s dépend de $\Gamma_\varkappa^k$).

4° Il existe des fonctions $\varepsilon_l^k(x_1, \ldots, x_k)$ analytiques dans Q^k, une constante $\bar{c} > 0$ et un exposant $\overline{N} > 0$ tels que $\varepsilon_l^k = 0$ sur chacun des ensembles $Q^k \cap$ frontière de $\Omega_\varkappa^k$; que

$$|\varepsilon_l^k(x_1, \ldots, x_k)| \geqq \bar{c}\rho_k^{\overline{N}} \qquad \text{lorsque} \quad (x_1, \ldots, x_k) \in \Omega_\varkappa^k \cap Q_0^k;$$

que l'ensemble $B_\varkappa^k$ défini par

$$|x_l - {}^\varkappa\varphi_l^k(x_1, \ldots, x_k)| < \varepsilon_l^k(x_1, \ldots, x_k) \quad (l = k+1, \ldots, n), \qquad (x_1, \ldots, x_k) \in \Omega_\varkappa^k \cap Q_0^k$$

soit contenu dans Q_0 et que

$$B_\varkappa^k \cap (V^k \cup \ldots \cup V^0) = \Gamma_\varkappa^k \cap Q_0.$$

4° Désignons par $\mathcal{D}^*$ l'ensemble de toutes les distributions de $\mathcal{D}'_{Q_0}$ qui sont prolongeables (sur $\mathcal{D}$).

1° En s'appuyant sur 3(1°-3°) on montre que pour chaque distribution $T \in \mathcal{D}^*$ portée par $\overline{\Gamma_\varkappa^k}$, il existe une distribution $S \in \mathcal{D}^*$ portée par $\overline{\Gamma_\varkappa^k}$ et telle que

$$SF = T \quad \text{dans } B_\varkappa^k.$$

2° En s'appuyant sur 3(4°) on montre que pour chaque distribution $T \in \mathcal{D}^*$ portée par $V^k \cup \ldots \cup V^0$ il existe une distribution $T_\varkappa^k \in \mathcal{D}^*$ portée par $\overline{\Gamma_\varkappa^k}$ et telle que

$$T_\varkappa^k = T \quad \text{dans } B_\varkappa^k.$$

5. On montre d'abord que pour chaque distribution T portée par $(0, \ldots, 0)$ il existe une distribution [portée par $(0, \ldots, 0)$] telle que $SF = T$ dans Q_0.

Soit $0 < k < n$ et supposons que pour chaque distribution $\tilde{T} \in \mathcal{D}^*$ portée par $V^{k-1} \cup \ldots \cup V^0$ il existe une distribution $\tilde{S} \in \mathcal{D}^*$ telle que $\tilde{S}F = \tilde{T}$ dans Q_0. Soit $T \in \mathcal{D}^*$ une distribution portée par $V^k \cup \ldots \cup V^0$. Soient $T_\varkappa^k$ des distributions choisies selon 4 (2°) et soit $S_\varkappa^k$ une distribution associée à $T_\varkappa^k$ selon 4(1°). Si l'on pose alors $S^* = \sum_\varkappa S_\varkappa^k$ on trouve, en vertu de 1 (3°) et 3 (4°) :

$$S^*F = \sum_\varkappa T_k^\varkappa = T \quad \text{dans } Q_0 - (V^{k-1} \cup \ldots \cup V^0).$$

Il en résulte que $T - S^*F$ est porté par $V^{k-1} \cup \ldots \cup V^0$, donc il existe une distribution $S^{**} \in \mathcal{D}^*$ telle que $S^{**}F = T - S^*F$ dans Q_0, ce qui donne $(S^* + S^{**})F = T$ dans Q_0.

Il résulte du raisonnement ci-dessus que pour chaque distribution $\tilde{T} \in \mathcal{D}^*$ portée par $Z = V^{n-1} \cup \ldots \cup V^0$ il existe une distribution $\tilde{S}$ telle que $\tilde{S}F = \tilde{T}$ dans Q_0.

Soit enfin T une distribution de $\mathcal{D}^*$. En s'appuyant sur l'inégalité II on montre qu'on peut prolonger la distribution TF^{-1} (définie dans $Q_0 - Z$) sur Q_0. On obtient ainsi une distribution $S_1 \in \mathcal{D}^*$ et on a $S_1 F = T$ dans $Q_0 - Z$. Alors $T - S_1 F$ est porté par Z, donc il existe une distribution $S_2 \in \mathcal{D}^*$ telle que $S_2 F = T - S_1 F$ dans Q_0, ce qui donne $(S_1 + S_2)F = T$ dans Q_0.

(1) Voir *Théorie des distributions*, 1, Paris 1950, p. 114 et 121-126 et *Summa Brasiliensis Mathematicæ*, 3, fasc. 9, 1955.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la régularité de certaines familles de distributions.* Note (*) de M. **Martin Zerner**, présentée par M. Joseph Pérès.

On démontre que les distributions sur un espace produit qui sont à la fois intégralement semi-régulières par rapport à une des variables et semi-régulières par rapport à l'autre sont des fonctions indéfiniment dérivables.

$\mathcal{L}^{-p,q}$ sera l'espace des distributions sommes de dérivées d'ordre p par rapport à x de fonctions de carré sommable sur tout compact ainsi que toutes leurs dérivées d'ordre $\leqq q$ par rapport à y. $\mathcal{L}^{q,-p}$ sera le même espace où les rôles de x et y ont été interchangés. On posera

$$\Lambda^{-p_1,\, q_1}_{q_2,\, -p_2} = \mathcal{L}^{-p_1, q_1} \cap \mathcal{L}^{q_2, -p_2}.$$

Enfin $\mathcal{L}^r$ sera l'espace des fonctions de carré sommable sur tout compact ainsi que toutes leurs dérivées d'ordre $\leqq r$.

Lemme. — *Quels que soient les entiers positifs p_1, p_2, r :*

$$\Lambda^{-p_1,\, p_2+2r}_{p_1+2r,\, -p_2} \subset \mathcal{L}^r.$$

Nous allons le démontrer par récurrence sur r.

1° $\Lambda^{-p_1,\, p_2}_{p_1,\, -p_2} \subset \mathcal{L}^0$.

Soit $S \in \Lambda^{-p_1,\, p_2}_{p_1,\, -p_2}$ donc $S = \sum_{|k|=p_1} D^k_x f_k = \sum_{|l|=p_2} D^l_y g_l$ où $f_k \in \mathcal{L}^{0,p_2}$, $g_l \in \mathcal{L}^{p_1,0}$. Soient aussi φ_n une suite de fonctions de $\mathcal{D}$ tendant vers δ dans l'espace des mesures à support compact, S_n, $\alpha_{n,k}$, $\beta_{n,l}$ les régularisées de S, f_k, g_l par φ_n. Montrons que, quelle que soit $\psi \in \mathcal{D}$, l'expression $\int S_i S_j \psi \, dx \, dy$ a une limite quand i et j tendent vers l'infini :

$$\int S_i S_j \psi \, dx \, dy = \sum_{k,l} \int D^k_x \alpha_{i,k} D^l_y \beta_{j,k} \, dx \, dy,$$

ce qui devient après un certain nombre d'intégrations par parties :

$$\sum_{m\leq l,\ n\leq k} C_{k,l,m,n}\int D_y^m \alpha_{i,k} D_x^n \beta_{j,l} D^{k+l-m-n}\psi\, dx\, dy\,;$$

chaque intégrale qui figure dans cette nouvelle forme de l'expression tend vers une limite, donc aussi l'expression tout entière.

Il en résulte que S_n est une suite de Cauchy au sens de L^2 local, elle tend donc vers une limite qui ne peut être que S.

2° Le résultat étant supposé vérifié pour $r \leq r_0$ soit

$$S \in \Lambda_{p_1+2r_0+2,\ -p_2}^{-p_1,\ p_2+2r_0+2} \qquad \text{alors} \quad \frac{\partial S}{\partial x_i} \in \Lambda_{p_1+1+2r_0,\ -p_2}^{-(p_1+1),\ p_2+2r_0+2} \subset \mathcal{L}^{r_0}.$$

THÉORÈME. — *Toute distribution en (x, y) semi-régulière en x et intégralement semi-régulière en y est une fonction indéfiniment dérivable de (x, y).*

Il suffit de le démontrer pour une distribution T à support compact contenu dans le produit de deux ouverts bornés A, B. En posant $\mathcal{L}^{-p,\infty} = \bigcap_{q\geq 0} \mathcal{L}^{-p,q}$, il existe un entier p tel que $T \in \mathcal{L}^{-p,\infty}$ (¹). Soit r un entier positif. T semi-régulière en x est une application continue de $\mathcal{D}_y$ dans $\mathcal{E}_x$ donc aussi dans $\mathcal{E}^r_{L^2}(A)$ d'après la propriété de son support. Mais $\mathcal{E}^r_{L^2}(A)$ étant un espace de Banach T est d'ordre fini quand on la considère comme distribution à valeurs dans cet espace, c'est-à-dire qu'il existe un entier q tel que $T \in \mathcal{L}^{-q,r}$, donc, avec une notation évidente : $T \in \Lambda^{-p,\ \infty}_{r,\ -q}$. Maintenant, si n est un entier quelconque, on prendra r tel que $[(r-p)/2] \geq n$ ce qui entraîne, d'après le lemme : $T \in \mathcal{L}^n$.

Ce théorème sera utilisé ultérieurement pour des applications à la théorie des équations aux dérivées partielles.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(¹) L. SCHWARTZ, *J. Math. pures et appl.*, 36, 1957.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur la meilleure approximation d'une fonction définie par sa transformée de Laplace.* Note (*) de M. **PAUL L. BUTZER**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

En partant d'une série de Fourier-Laguerre, on obtient une formule d'inversion d'une intégrale de Laplace. On construit ainsi des opérateurs linéaires formant semi-groupe dont on étudie l'approximation qu'ils fournissent dans $L_p(0, \infty)$ $(1 \leq p < +\infty)$ et la classe de saturation. Même problème traité avec les fonctions d'Hermite.

Soit une série de Fourier-Laguerre d'une fonction x :

$$x(t) \sim \sum_{n=0}^{\infty} l_n L_n(t)$$

où

$$L_n(t) = \frac{e^{\frac{t}{2}}}{n!}\frac{d^n}{dt^n}(e^{-t}t^n), \qquad l_n = \int_0^\infty x(u)L_n(u)\,du.$$

on considère le procédé d'Abel appliqué à cette série, soit :

$$l(t, r) = \sum_{n=0}^{\infty} l_n L_n(t)\,r^n \qquad (0 \leq r < 1).$$

Avec A. Gonzales Dominguez ([1]), ([2]) écrivons :

$$l(t, r) = \int_0^\infty K(t, u, r)\,x(u)\,du$$

où le noyau K est

$$K(t, u, r) = \frac{1}{1-r}e^{-\frac{1}{2}\frac{1+r}{1-r}(t+u)}J_0\left(\frac{2\sqrt{-utr}}{1-r}\right)$$

avec

$$J_0(t) = \sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^n}{(n!)^2}\left(\frac{t}{2}\right)^{2n}.$$

Soit maintenant $y(\sigma)$ une fonction analytique réelle. Dans l'expression de $l(t, r)$ prenons pour $l_n (n = 0, 1, 2, \ldots)$:

$$l_n = \sum_{k=0}^{n}\binom{n}{k}\frac{y^{(k)}\left(\frac{1}{2}\right)}{k!}.$$

Posons $r = e^{-\xi}$ et écrivons $l_{\xi,t}[y(\sigma)]$ au lieu de $l(t, r)$. On obtient le résultat suivant :

Théorème I. — *Soit* $x \in L_1(0, R)$ *pour tout* $R > 0$, $y(\sigma) = \int_0^\infty e^{-\sigma u}x(u)\,du$ *l'intégrale de Laplace convergente pour* $0 < \sigma < \infty$. *On a :*

$$\lim_{\xi = +0} l_{\xi,t}[y(\sigma)] = x(t)$$

pour toute valeur de t telle que $\int_t^{t+h}|x(u) - x(t)|\,du = o(h)$, *donc presque partout sur* $(0, \infty)$.

L'intérêt de ce résultat ne réside pas dans la formule d'inversion, mais dans le fait que les $l_{\xi,t}[y(\sigma)]$ définissent un semi-groupe d'opérateurs linéaires ([3]) de L_1 dans L_1. Si l'on désigne par $T(\xi)[x]$, on a :

$$T(0) = I \quad \text{et} \quad T(\xi_1 + \xi_2)[x] = T(\xi_1)\big[T(\xi_2)[x]\big] \qquad (\xi_1, \xi_2 \geqq 0).$$

Il n'en est pas de même d'autres formules d'inversion, par exemple de celle de Post-Widder.

En appliquant la théorie des semi-groupes à ces opérateurs, un théorème antérieur ([4]) fournit le

THÉORÈME 2. — *Soit* $x \in L_p(0, +\infty)$ $(1 \leq p < \infty)$ *et y une intégrale de Laplace convergente pour* $\sigma < 0$.

a. Pour que $\lim_{\xi=0} (1/\xi) \| l_{\xi,t}[y(\sigma)] - x(t) \|_p = 0$ *il faut et il suffit que* $x(t) = C e^{-t/2}$, *où* C *est une constante.*

b. Si $g(t) = tx''(t) + x'(t) + [(1/2) - (t/4)]x(t)$ *et si* $g \in L_p(0, \infty)$ $(1 \leq p < +\infty)$, *on a :*

$$\| l_{\xi,t}[y(\sigma)] - x(t) \|_p \leq 2\xi \| g(t) \|_p.$$

c. Si $p > 1$ *et* $\| l_{\xi,t}[y(\sigma)] - x(t) \|_p = O(\xi)$, *alors* $g \in L_p(0, \infty)$.

On obtient ensuite le résultat suivant en usant des notions et termes introduits par J. Favard, M. Zamansky ([5]) et nous-même ([4]) :

THÉORÈME 3. — $l_{\xi,t}[y(\sigma)]$ *donne de* $x \in L_p(0, \infty)$ $(1 < p < \infty)$ *une approximation de saturation dans* L_p *qui est* $o(\xi)$ *et la classe de saturation est l'ensemble des fonctions x pour lesquelles* $g \in L_p(0, \infty)$.

On peut traiter le même problème avec les fonctions d'Hermite $H_n(t)$, en considérant $l_n = \int_{-\infty}^{+\infty} x(u) H_n(u)\, du$, $h(t, r) = \sum_{n=0}^{\infty} h_n H_n(t) r^n$ $(0 \leq r < 1)$ et en posant encore $r = e^{-\xi}$. Les $h(t, r)$ définissent encore un semi-groupe et l'on obtient :

THÉORÈME 4. — *Soit* $x \in L_p(-\infty, +\infty)$ $(1 \leq p < +\infty)$.

a. Pour que $\lim_{r=1} [1/\log(1/r)] \| h(t, r) - x(t) \|_p = 0$, *il faut et il suffit que* $x(t) = C e^{-t^2/2}$.

b. Si $k(t) = (1/2)[x''(t) + (1 - t^2)x(t)]$ *et si* $k \in L_p(-\infty, +\infty)$, *on a*

$$\| h(t, r) - x(t) \|_p \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\log \frac{1}{r} \right) \| k(t) \|_p.$$

c. Inversement si $p > 1$ *et si* $\| h(t, r) - x(t) \|_p = o[\log(1/r)]$, *alors* $k \in L_p(-\infty, +\infty)$.

Donc *si* $p > 1$, *la classe de saturation attachée au procédé défini par* $h(t, r)$ *pour les fonctions x de* $L_p(-\infty, +\infty)$ *est l'ensemble des fonctions x pour lesquelles* $k \in L_p(-\infty, +\infty)$.

Le théorème auquel il a été fait appel ([4]) ne permet pas d'obtenir ce résultat pour l'espace L_1 ou l'espace des fonctions continues. Les problèmes analogues pour les séries de Legendre, de Bessel, de Laplace, de Walsh-Rademacher restent ouverts.

(*) Séance du 6 mai 1957.

([1]) *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 1035-1038.

([2]) *Revista de la Union Mat. Argentina*, **2**, 1938, p. 1-9.

([3]) E. HILLE, *Amer. Math. Soc. Publ.*, 31, 1948, p. 416 et 372.

([4]) P. L. BUTZER, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1473.

([5]) M. ZAMANSKY, *Annales Sc. Éc. Norm. sup.*, **1**, 1949, p. 19-93.

MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES. — *Sur une dérivée généralisée adaptée à l'expérimentation.* Note de M. **André Martinot-Lagarde**, transmise par M. Georges Bouligand.

Une dérivée généralisée est définie, comme la limite, quand h tend vers zéro, de l'ensemble des pentes des sécantes encadrant le point considéré et ayant h pour mesure commune de leurs projections sur Ox; ses conditions d'existence sont comparées à celles de la dérivée. Y sont rattachées une notion de quasi-dérivée pour l'expérimentation et la pente de la ligne de régression en statistique.

1. Pour une fonction $f(x)$, de même qu'on connaît la dérivée seconde généralisée

$$\lim_{h \to 0} s(x, h), \qquad \text{avec} \quad s(x, h) = \frac{f(x+h) + f(x-h) - 2f(x)}{h^2},$$

on peut introduire une dérivée généralisée, qui se trouve présenter une signification expérimentale directe.

2. Soit $y = f(x)$ définie sur un intervalle fermé (a, b); pour un point x de l'intervalle ouvert, on considère les sécantes encadrant le point x, ou issues du point x, et correspondant à des intervalles $(x', x'+h')$ contenus dans (a, b); la pente d'une sécante est désignée par $r(x', x'+h')$; soit $h > 0$. On considère les ensembles de sécantes :

$$\begin{array}{llllll} E_1(h), & \text{avec} & x' \leqq x, & x'+h' \geqq x, & 0 < h' \leqq h, & \\ E_2 \subset E_1 & \text{avec} & x' = x - h' & \text{ou} & x' = x & \text{et} \quad 0 < h' \leqq h, \\ E \subset E_1, & \text{avec} & x' \leqq x, & x'+h' \geqq x, & h' = h; & \end{array}$$

vu le recours à des sécantes encadrantes, E_1 fournit, au lieu du paratingent ordinaire, le paratingent mutuel de J. Mirguet ([1]); la dérivée est la limite de r dans E_2 quand h tend vers zéro; considérons la limite, quand elle existe, de r dans E quand h tend vers zéro, soit $D(x)$.

3. Comme $E \subset E_1$ et comme toute sécante de E_1 a une pente comprise entre celles de deux sécantes de E_2, si la dérivée existe, la limite $D(x)$ existe et lui est égale. Par contre, un exemple que nous a fourni G. Choquet ([2]) montre que $D(x)$ peut exister sans que la dérivée existe : soit au point $x = 0$ la fonction

$$y = x \sin \varphi(x)$$

avec $\varphi(x)$ définie et continue sauf pour $x = 0$, et paire, telle en outre que

$$|\varphi(x)| \to \infty \qquad \text{et} \qquad x\varphi'(x) \to 0 \qquad \text{pour} \quad x \to 0;$$

ces conditions sont réalisées en particulier pour

$$\varphi(x) = \operatorname{Log}\left(\operatorname{Log}\frac{1}{|x|}\right)$$

on trouve, pour l'écart entre une pente quelconque r et la pente médiane

$$\left| r - r\left(-\frac{h}{2}, +\frac{h}{2}\right) \right| \leqq \varepsilon(h) + \frac{1}{2}\varepsilon\left(\frac{h}{2}\right),$$

où $\varepsilon(x)$ désigne pour $|x\varphi'(x)|$ une majorante monotone et tendant vers zéro; or la dérivée au point $x = 0$ n'existe pas.

D'où pour $D(x)$ la locution de *dérivée généralisée.*

4. Une condition relative à $E(h)$ et suffisante pour que la dérivée existe, est que la dérivée généralisée existe dans l'intervalle (a, b) et que, ω étant l'oscillation de r dans E, le quotient ω/h soit uniformément borné dans (a, b); on le voit quand on compare les valeurs de r dans deux intervalles adjacents commensurables, dans deux intervalles emboîtés commensurables, enfin dans deux intervalles emboîtés dont le rapport est irrationnel.

Mais cette condition est trop forte : elle entraîne que la dérivée $f'(x)$ satisfait à la condition de Lipschitz d'ordre 1

$$|f'(x') - f'(x)| < M|x' - x|$$

en effet, Zamansky a montré que, pour une fonction continue $f(x)$, la condition « $s(x, h)$ uniformément borné dans (a, b) » entraîne cette propriété. Or si ω/h est uniformément borné, $s(x, h)$ l'est aussi et $f(x)$ a une dérivée.

5. Un procédé pour déterminer la dérivée d'une fonction donnée par l'expérience est de représenter cette fonction par un développement et de calculer la dérivée du développement. Mais, quand ce procédé n'est pas applicable, il n'y a pratiquement pas de relation entre une dérivée et les observations brutes. En effet, si l'expérience donne un échantillon $E_2^*(h)$, tiré de $E_2(h)$, on a en général, sur le numérateur et le dénominateur de r observé, certaines marges d'erreur absolue; elles entraînent, pour h' petit, une très grande marge d'erreur relative sur r. Les valeurs de r sont alors très dispersées : si bien entendu les observations ne peuvent conduire à une limite, mais seulement à une erreur approchée commune, qui sera la valeur retenue, une valeur approchée commune dans E_2 n'aura pas de signification pratique. La dispersion de r dans E par contre sera, pour une même valeur de h, beaucoup plus petite, du fait que tous les dénominateurs sont égaux à h.

A partir de la dérivée généralisée on peut, (ce qui n'est pas possible à partir de la dérivée classique) définir pour l'expérimentateur une quasi-dérivée quand on s'est fixé une marge d'incertitude ε : on dira que $f(x)$ a une quasi-dérivée à l'échelle H s'il existe H_0 tel que

$$H_0 < h < H \qquad \text{entraîne} \quad \omega(h) < \varepsilon.$$

C'est la notion qui permet par exemple de parler de la tangente à une surface solide rugueuse.

6. En fait la valeur retenue de r dans un ensemble $E(h)$ sera sa moyenne $\bar{r}$;

or $\bar{r}$ est égale à la pente $q(x, h)$ du segment joignant les barycentres des points du plan xy représentant la fonction $f(x)$ dans les deux intervalles $(x-h, x)$ et $(x, x+h)$: on retrouve un des procédés classiques de détermination de la pente d'une courbe expérimentale ([4]).

Considérons maintenant *a priori*, au lieu de la limite des pentes de l'ensemble $E(h)$, la limite $R(x)$ (quand elle existe) de la moyenne $\bar{r}$ des pentes dans $E(h)$. Cette limite $R(x)$ existe dans des conditions plus larges que la dérivée généralisée; par exemple soit $g(x)$ une fonction dérivable et $g_1(x)$ une fonction paire quelconque; la fonction

$$g(x)+g_1(x)$$

a toujours une pente moyenne limite R au point $x=0$; c'est $g'(0)$.

La moyenne $\bar{r}$ des pentes étant égale à la pente $q(x, h)$ du segment joignant les barycentres, considérons enfin, au lieu de la limite de $\bar{r}$, la limite de $Q(x)$ (quand elle existe) de $q(x, h)$ pour les points du plan xy représentant la liaison entre x et y. Alors, $Q(x)$ est pour $R(x)$ une extension qui a un sens lorsque la liaison, au lieu d'être fonctionnelle, est seulement stochastique : on retrouve la pente de la *ligne de régression* en x d'un nuage de points,

([1]) G. Bouligand, *Introduction à la géométrie infinitésimale directe*, Paris, 1932, p. 72 et 221; *Géométrie infinitésimale directe et physique mathématique classique*, Paris, 1935, § 5, p. 57-58.

([2]) G. Choquet, *Bull. Soc. Math.*, 1943, p. 160.

([3]) M. Zamansky, *Ann. Scient. Ec. Norm. Sup.*, 66, 1949, p. 72.

([4]) P. Vernotte, *Comptes rendus*, 219, 1944, p. 379.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur une théorie générale des pertes d'information par sondage.* Note (*) de M. **Pierre Thionet**, présentée par M. Georges Darmois.

Des Notes antérieures ([1]) ont défini les concepts et étudié les cas particuliers essentiels en pratique, concernant les pertes d'information par sondage. On traite ici de problèmes plus généraux.

A. *Sur les solutions de l'équation de récurrence des pertes.* — Lorsqu'on extrait des échantillons d'un Univers U avec une structure de sondage invariable, la perte d'information se définit sans spécifier ni variables X, ni paramètres à estimer, ni estimateurs. La perte $p(\pi)$ ou $p_u(\pi)$ est positive et satisfait à l'équation

$$p_u(\pi)=p_u(\pi')-\mathcal{E}_u P_\pi(\pi'\mid\pi)$$

le *trajet* (sur des géodésiques) $[U\pi\pi'\ldots]$ étant tel qu'aucun des effectifs de l'échantillon croisse jamais.

Appelons *horizon* ϖ un point du treillis tel que $p(\pi'')$ n'est pas défini si ϖ précède π'' sur un *trajet* au sens précédent. Limitons-nous au cas où il existe un et un seul horizon, où aboutissent tous les trajets (sans discuter l'existence éventuelle d'autres cas).

On voit facilement que :

THÉORÈME 1. — *Si* I *et* J *désignent des échantillons du plan* π' *et si* $p(\pi') = \mathcal{E}g(\mathrm{I}, \mathrm{J})$, *où* $g(\mathrm{I}, \mathrm{J}) = g(\mathrm{J}, \mathrm{I})$, $g(\mathrm{J}, \mathrm{J}) = 0$, *g pouvant être fonctionnelle de* U, *alors* si π précède π' *sur* $[\mathrm{U}\,\pi' \ldots]$ $p(\pi)$ *est défini par*

$$\mathcal{E}_u g(\mathrm{I}, \mathrm{J}) - \mathcal{E}_u \mathcal{E}_\pi g(\mathrm{I}, \mathrm{J}) = \mathcal{E}_u g[\theta(\pi') - \theta(\pi)].$$

THÉORÈME 2. — *Extension à* $g(\mathrm{I}, \mathrm{J}, \mathrm{K}, \ldots) = g(\mathrm{J}, \mathrm{I}, \mathrm{K} \ldots) = \ldots, g(\mathrm{JJJ} \ldots) = 0$.

THÉORÈME 3. — *Application au cas où* $\pi'' = \varpi$, π *devenant quelconque.*

THÉORÈME 4. — *Extension à toute combinaison linéaire* $\Sigma\lambda_h g_h$ *où* λ *est fonctionnelle de* U (*ou constante*); *si les* g_h *ont des horizons distincts, on adoptera celui pouvant jouer le rôle de* π' *du théorème* 1.

Réciproque. — $p(\varpi)$ est nécessairement de la forme $\Sigma\lambda_h(i, j \ldots)$. En effet désignons par π les plans d'une même géodésique (1) arrivant en ϖ et par π^0 celui qui précède immédiatement ϖ. Un échantillon E^0 donne naissance à quelques (deux en général) échantillons $i, j, \ldots$ de ϖ; on peut donc poser $\mathrm{P}(\varpi/\pi^0) = g'(i, j, \ldots)$, g' ayant les propriétés de g. Posons

$$g' = g_1[\theta r - \theta(r+1)];$$

l'alignement des π implique alors

$$p(\varpi) - p(\pi) \equiv \mathcal{E}\mathrm{P}(\varpi \mid \pi) = \mathcal{E}g_1(\theta r - \theta m)$$

où m est un « effectif » d'échantillon qui, si l'on part de ϖ et va vers U, croît de r jusqu'à un maximum μ en l'autre extrémité de la géodésique. Abandonnant alors celle-ci pour une autre et raisonnant sur $p(\pi_\mu)$ comme précédemment sur $p(\varpi)$, avec une certaine g_2 au lieu de g_1 — on arrivera de proche en proche en U, avec $p(\mathrm{U}) = 0$, après parcours sur géodésiques; et il vient :

$$p(\varpi) - p(\mathrm{U}) = \mathcal{E}g_1(\theta r - \theta_\mu) + \mathcal{E}g_2(\omega_s - \omega_\nu) + \ldots + \mathcal{E}g_\lambda(\rho_t - \rho_\tau).$$

C. Q. F. D.

Remarque. — Cette décomposition de $p(\varpi)$ en λ composantes n'est pas en général unique. L'étude directe des variances des sondages courants montre l'unicité de la décomposition pour les sondages stratifiés. Pour un sondage à λ degrés, il existe de multiples décompositions en λ composantes, qui se ramènent à une décomposition unique en $2^\lambda - 1$ composantes (en supposant chaque degré de sondage défini en soi, indépendamment des autres).

B. *Sur la conservation de la forme des pertes :*

THÉORÈME — *Si* $g(i, j) = (x_i - x_j)^2$ *et* $\mathrm{G}(\mathrm{I}, \mathrm{J}) = (\overline{\mathrm{X}}_\mathrm{I} - \overline{\mathrm{X}}_\mathrm{J})^2$, *on a*

$$p(\varpi) = \mathcal{E}g, \qquad p(\pi) = \mathcal{E}\mathrm{G},$$

à condition que $\mathcal{E}x_i = \mathcal{E}x_j$.

Il s'agit en effet de la variance, dans le cas de l'absence de biais. Extension immédiate en remplaçant x par $f(x)$.

C. *Sur l'interprétation des pertes par l'estimation :*

Théorème. — *Si* $g(i, j) = g(z_i, z_j)$ *où* $z = f(x)$, *et si* Z *(prenant les valeurs* z*) est estimateur de* ζ, *le poids de l'erreur étant* W(Z), *avec* $W(\zeta) = 0$, *il existe au moins une manière de faire coïncider les pertes d'information* $\mathcal{E}_{ij} g$ *et* $\mathcal{E}$W.

En effet si g est donné et que l'on cherche W, on peut toujours poser

$$W = \mathcal{E}_j g(Z, z_j) - \mathcal{E}_j g(\zeta, z_j) + g(Z, \zeta),$$

d'où

$$\mathcal{E} p = \mathcal{E} g_{ij} = \mathcal{E} W$$

sous réserve que $\mathcal{E} W = \mathcal{E} g(Z, \zeta)$ avec $Z = z_i$, $i = 1, 2, \ldots$.

On a vu dans des Notes précédentes que, si g était une fonction suffisamment régulière, étant en outre symétrique, son expression (déterminée par la nature du lien entre Z et ζ) était très particulière. Ceci n'exclut pas l'existence de cas moins réguliers.

Exemple : $g = |z_i - z_j|^a$. — En écrivant que W(Z) est minimum pour $Z = \zeta$, on retrouve, avec $a = 1$, que ζ doit être la médiane (ou sur l'intervalle médian); tandis que, pour $a = 3, 5, \ldots$ il faudrait discuter l'existence et l'unicité de ζ (qui en général ne coïncide avec aucun z_i).

D'ailleurs on ne se trouve pas dans le cas du paragraphe B ci-dessus; le calcul précédent ne vaut donc que pour $p_u(\varpi)$ et $p_\pi(\varpi)$, avec

$$p_u(\pi) = \mathcal{E} W(Z) = \mathcal{E}_u g(Z, \zeta) - \mathcal{E}_u \mathcal{E}_\pi g(Z, \zeta).$$

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2168 et 2464; 246, 1958, p. 46, 223, 367 et 539.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur les puissances de fonctions caractéristiques.* Note de M. **Henry Teicher**, présentée par M. Georges Darmois.

Une famille des fonctions de répartition (à p dimensions) $\mathcal{F}_p$ est dite fermée sous l'opération de factorisation (f. f.) si $F = F_1 \star F_2$ [d'une manière équivalente $\varphi(t) = \varphi_1(t)\varphi_2(t)$ où $\varphi(t)$, $\varphi_i(t)$ sont les fonctions caractéristiques (f. c.) correspondantes], $F \in \mathcal{F}_p$ implique $F_i \in \mathcal{F}_p$, $i = 1, 2$. Cramér (1), a démontré que pour chaque entier $p > 0$, la famille des lois de Gauss-Laplace est f. f. et pour $p = 1$, Raikov(2), a obtenu un résultat analogue pour la famille des lois de Poisson. Dans (3) ce résultat a été généralisé pour p entier positif arbitraire et dans (4), il est démontré que les familles des lois binomiales ($p = 1$) et multinomiales ($p > 1$) sont aussi f. f. Considérons d'une manière analogue ($p = 1$) :

$$\varphi(t) = \varphi_1^{\alpha_1}(t)\,\varphi_2^{\alpha_2}(t), \tag{1}$$

avec $\alpha_i > 0$, $i = 1, 2$. Si dans (1), $\varphi(t)$ est f. c. de Laplace-Gauss, (Poisson), Linnik ([5]), [Dugué ([6])] a prouvé que les f. c. φ_1, φ_2 sont nécessairement de Laplace-Gauss (Poisson).

THÉORÈME 1. — *Si dans* (1), $\varphi(t) = (p e^{it} + 1 - p)^K$, K *entier*, $p > 0$, $\varphi_i(t)$ *étant f. c. non dégénérée, alors* $\varphi_i(t) = (p e^{it} + 1 - p)^{K_i}$, $i = 1, 2$ *avec* K_1, K_2 *entiers tels que* $K_1 \alpha_1 + K_2 \alpha_2 = K$. *Donc,* α_1 *et* α_2 *sont tous les deux, soit rationnels, soit irrationnels.*

En tenant compte de $\varphi(2\pi) = 1$, il résulte de (1) que $|\varphi_i(2\pi)| = 1$, $i = 1, 2$; donc $\varphi_i(t)$ est la f. c. d'une distribution de treillis avec un support $\{c_i, 1 + c_i, 2 + c_i, \ldots\}$. Ainsi

(2) $$(p e^{it} + 1 - p)^K = e^{it(c_1\alpha_1 + c_2\alpha_2)} \left[\sum_{j=0} p_{1j} e^{itj}\right]^{\alpha_1} \left[\sum_{j=0} p_{2j} e^{itj}\right]^{\alpha_2},$$

avec $p_{ij} \geq 0$, $\sum_{j=0} p_{ij} = 1$, $i = 1, 2$. Mais $\varphi(t)$ est une f. c. entière; il résulte du théorème 2 de ([6]) que $\varphi_i(t)$ est f. c. entière, $i = 1, 2$. On a $(t = ir, r \to \infty)$, $c_1 \alpha_1 + c_2 \alpha_2 = 0$. Donc pour tout z complexe :

(3) $$(pz + 1 - p)^K = \left(\sum_{j=0}^{K_1} p_{1j} z^j\right)^{\alpha_1} \left(\sum_{j=0}^{K_2} p_{2j} z^j\right)^{\alpha_2}.$$

Évidemment, $K_i < \infty$, $i = 1, 2$ et pour z réel, $\sum_{j=0}^{K_i} p_{ij} z^j = o(z^{K_i})$ quand $z \to \infty$. Donc le second membre de (3) est $O(z^{K_1\alpha_1 + K_2\alpha_2})$ et $K = K_1 \alpha_1 + K_2 \alpha_2$. Alors, il résulte de (3) que

(4) $$1 = \left[(pz + 1 - p)^{-K_1} \sum_{j=0}^{K_1} p_{1j} z^j\right]^{\alpha_1} \left[(pz + 1 - p)^{-K_2} \sum_{j=0}^{K_2} p_{2j} z^j\right]^{\alpha_2};$$

d'après (4) la conclusion est immédiate.

L'équation (1) pose la question : quand $\varphi(t)$ et $\varphi^\alpha(t)$ sont-elles toutes les deux f. c. ? Bien entendu, si $\varphi(t)$ est indéfiniment divisible ou si α est entier la réponse est toujours affirmative.

Soit $F(x)$ une distribution avec un support borné (a, b), c'est-à-dire $F(x) = 0$, $x < a$; $F(x) > 0$, $x > a$; $F(x) = 1$, $x > b$; $F(x) < 1$, $x < b$. Si une distribution discrète a un support borné (a, b) et si a, b ne sont pas points d'accumulation des points de discontinuité de $F(x)$, il faut que $F(x)$ ait une masse positive en a et b. Si $\varphi(t)$ est la f. c. correspondante et si $\varphi(t)$, $\alpha > 0$ est aussi f. c., il résulte d'un théorème de Polya ([7]) que $\varphi^\alpha(t)$ a pour support $(\alpha a, \alpha b)$.

THÉORÈME 2. — *Soit* $\varphi(t)$ *une f. c. non-dégénérée d'une distribution de treillis avec un support borné, c'est-à-dire pour* a *réel,* $h \neq 0$, *toute la masse est concentrée aux points* $a + jh$ *(au moins deux),* $m \leq j \leq n$ *avec* j, m, n *entiers. Alors, une*

condition nécessaire pour que $\varphi^\alpha(t)$, $\alpha > 0$, *soit une f. c. est que* α *soit rationnel avec* $\alpha(n-m)$ *entier.*

Notons que, $\varphi^\alpha(t)$ est f. c. si et seulement si $[e^{-ita/h}\varphi(t/h)]^\alpha = \psi^\alpha(t)$ est f. c. Mais, $\psi(t)$ est f. c. d'une distribution ayant toute sa masse sur $\{0, 1, \ldots, n-m\}$. Sans restreindre la généralité, supposons que $\varphi(t)$ ait une masse positive en $a+mh$, $a+nh[\psi(t)$ ait une masse positive en 0 et $n-m]$. Si $\psi^\alpha(t)$ est f. c. sa distribution est une distribution de treillis avec $h=1$, car

$$|\psi^\alpha(2\pi)| = |\psi(2\pi)|^\alpha = 1;$$

donc sa masse est concentrée aux points $c, c+1, \ldots, c+r$. Des remarques précédentes, il résulte que son support est $(0, \alpha(n-m))$. Il s'ensuit que $c=0$, ce qui implique que $\alpha(n-m)$ est entier.

COROLLAIRE. — *Soit* $\varphi(t) = (pe^{it}+1-p)^K$, K *entier*, $p>0$. *Alors* $\varphi^\alpha(t)$, $\alpha > 0$ *est f. c. si et seulement si* α *est rationnel et si* $\varphi^\alpha(t)$ *est f. c. binomiale.*

En conclusion, notons à la fois que le théorème 2 n'est pas valable si $\varphi(t)$ a un support infini et que pour α irrationnel, $\varphi(t)$ et $\varphi^\alpha(t)$ peuvent être f. c. toutes les deux sans que $\varphi(t)$ soit infiniment divisible. Car ([8]), si $z=e^{it}$ et a_3, a_4, α sont nombres positifs fixés.

$$\varphi(t) = \exp\{z - a_2z^2 + a_3z^3 + a_4z^4\}$$

et

$$\varphi^\alpha(t) = \exp\{\alpha z - a_2\alpha z^2 + a_3\alpha z^3 + a_4\alpha z^4\} = \psi(z)$$

sont f. c. pour $a_2(<1/2)$ assez petit et positif. Mais, ayant choisi a_2 de cette façon, $\varphi^\alpha(t)$ n'est pas f. c. pour $\alpha < 2a_2$ parce que le coefficient de z^2 dans $\psi(z/\alpha)$ est plus grand que $1/2$.

(1) *Random Variables and Probability Distribution*, 1937, Cambridge University Press.
(2) *C. R. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 14, 1937, p. 8.
(3) *Skandinavisk-Aktuarietidskrift*, 1954, p. 1.
(4) *Ann. Math. Stat.*, 25, 1954, p. 769.
(5) *Vestnik Leningrad Univ.*, 10, 1955, p. 51.
(6) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 715.
(7) *First Berkeley Symposium*, Univ. of Calif. Press, 1949, p. 115.
(8) *Ann. scient. Ec. Norm. Sup.*, 54, 1937, p. 231.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Une loi forte des grands nombres pour des espaces de Banach uniformément convexes.* Note de M. **Anatole Beck**, présentée par M. Georges Darmois.

Nous montrons que dans un espace de Banach uniformément convexe, les moyennes arithmétiques d'une suite d'éléments aléatoires fortement mesurables, indépendants, d'espérances mathématiques nulles et de variances uni-

formément bornées, tendent fortement vers zéro avec probabilité 1 ; un contre-exemple prouve que ceci n'a plus forcément lieu si l'on substitue la convexité simple à la condition de convexité uniforme.

1° La loi forte des grands nombres est un théorème bien connu du Calcul des probabilités. Durant ces dernières années, on s'est efforcé d'étendre ce théorème aux éléments aléatoires prenant leurs valeurs dans un espace de Banach. Le théorème ci-dessous, qui est une extension d'un travail récent de R. Fortet et E. Mourier (1) montre qu'une des formes les plus fortes de ce théorème est valable dans un espace de Banach uniformément convexe.

THÉORÈME. — *Soit $\mathfrak{X}$ un espace de Banach uniformément convexe, et soit $\{X_i\}$ une suite d'éléments aléatoires à valeurs dans $\mathfrak{X}$, fortement intégrables et indépendants. Supposons que pour tout i, $E(X_i) = 0$ et $\mathrm{Var}(X_i) = E(\|X_i\|^2) < M$, pour un certain M indépendant de i. Alors presque-sûrement, $1/n\sum_{i=1}^{n} X_i$ tend fortement vers zéro.*

Pour démontrer ce théorème, nous prouverons d'abord qu'il est valable sous les hypothèses supplémentaires suivantes :

1° X_i et $-X_i$ ont la même répartition ;

2° les $\|X_i\|$ sont bornées, uniformément en i, par 1. Pour établir ce lemme, nous remarquons qu'en groupant les X_i K par K, nous formons une nouvelle suite qui a les mêmes propriétés limitées que la suite des X_i, mais qui, grâce à la convexité uniforme de $\mathfrak{X}$, pour K assez grand, est arbitrairement proche du cas où la borne uniforme est $1-\delta$, où δ est un nombre dépendant seulement de $\mathfrak{X}$. De ce que les limites sont d'une part inchangées, d'autre part multipliées par $1-\delta$, nous concluons qu'elles existent et sont nulles. Des procédés simples permettent ensuite de se libérer des hypothèses 2° et 1°, dans cet ordre.

2. Voici notre contre-exemple : disons d'un espace de Banach $\mathfrak{X}$ qu'il est *partout convexe* si pour chaque $a \in \mathfrak{X}$ avec $\|a\| \leq 1$, et chaque $\varepsilon > 0$, il existe $\delta > 0$ tel que pour tout $b \in \mathfrak{X}$ avec $\|b\| \leq 1$, $\|a+b\| > 2 - 2\delta \Rightarrow \|a+b\| < \varepsilon$.

Soit $\mathfrak{A}$ l'espace vectoriel complexe des suites $\{x_i\}$ de nombres complexes pour lesquelles

$$\|\{x_i\}\|^2 = \sum_{j=1}^{+\infty} \left(\sum_{1=2^{j-1}}^{2^j-1} |x_l|^{\frac{1+j}{j}} \right)^{\frac{2j}{1+j}} < +\infty.$$

$\mathfrak{A}$ est la somme directe (au sens de Hilbert) d'une infinité dénombrable d'espaces uniformément convexes de dimensions finies; donc $\mathfrak{A}$ est réflexif, partout convexe, et possède une base (au sens fort). Les éléments $a^{(K)}$ de cette base sont ceux dont les composantes x_i sont nulles, sauf la $K^{\text{ième}}$ égale à 1. Soient A_i des éléments aléatoires indépendants tels que

$$\Pr(A_i = a^{(i)}) = \Pr(A_i = -a^{(i)}) = \frac{1}{2}.$$

Pour chaque entier n et chaque épreuve ω, $1/n\sum_{i=1}^{n}A_i$ a ses n premières composantes égale à $\pm 1/n$, les autres composantes étant nulles. Il est clair que $\left\|1/n\sum_{i=1}^{n}A_i\right\|$ ne dépend pas de ω : on peut montrer qu'elle dépasse $1/6$, quel que soit n.

(1) R. Fortet et E. Mourier, *Studia Mathematica*, 15, 1955, p. 62.

AÉRODYNAMIQUE. — *Un phénomène marqué d'hystérésis en aérodynamique.* Note (*) de M. **Robert Mercier**, présentée par M. Maurice Roy.

D'expériences récentes sur la mesure du coefficient de résistance aérodynamique transitoire de très petites sphères, on dégage une influence d'un paramètre autre que le nombre de Reynolds instantané, le nombre de Reynolds initial.

Un récent Mémoire (1) rend compte de manière détaillée des résultats d'expériences destinées à fournir la loi d'évolution, en régime transitoire, du coefficient de résistance aérodynamique (C_x) de très petites sphères ou de gouttelettes en fonction du nombre de Reynolds $\mathcal{R} = vd/\nu$ (v, vitesse des sphères par rapport à l'air; d, diamètre des sphères; ν, viscosité cinématique de l'air); l'auteur est finalement conduit par ses mesures à l'expression empirique $C_x = 27/\mathcal{R}^{0,84}$; cette expression est simple et probablement suffisante pour les besoins courants, mais elle ne laisse pas apparaître un processus que les expériences en cause permettent de dégager.

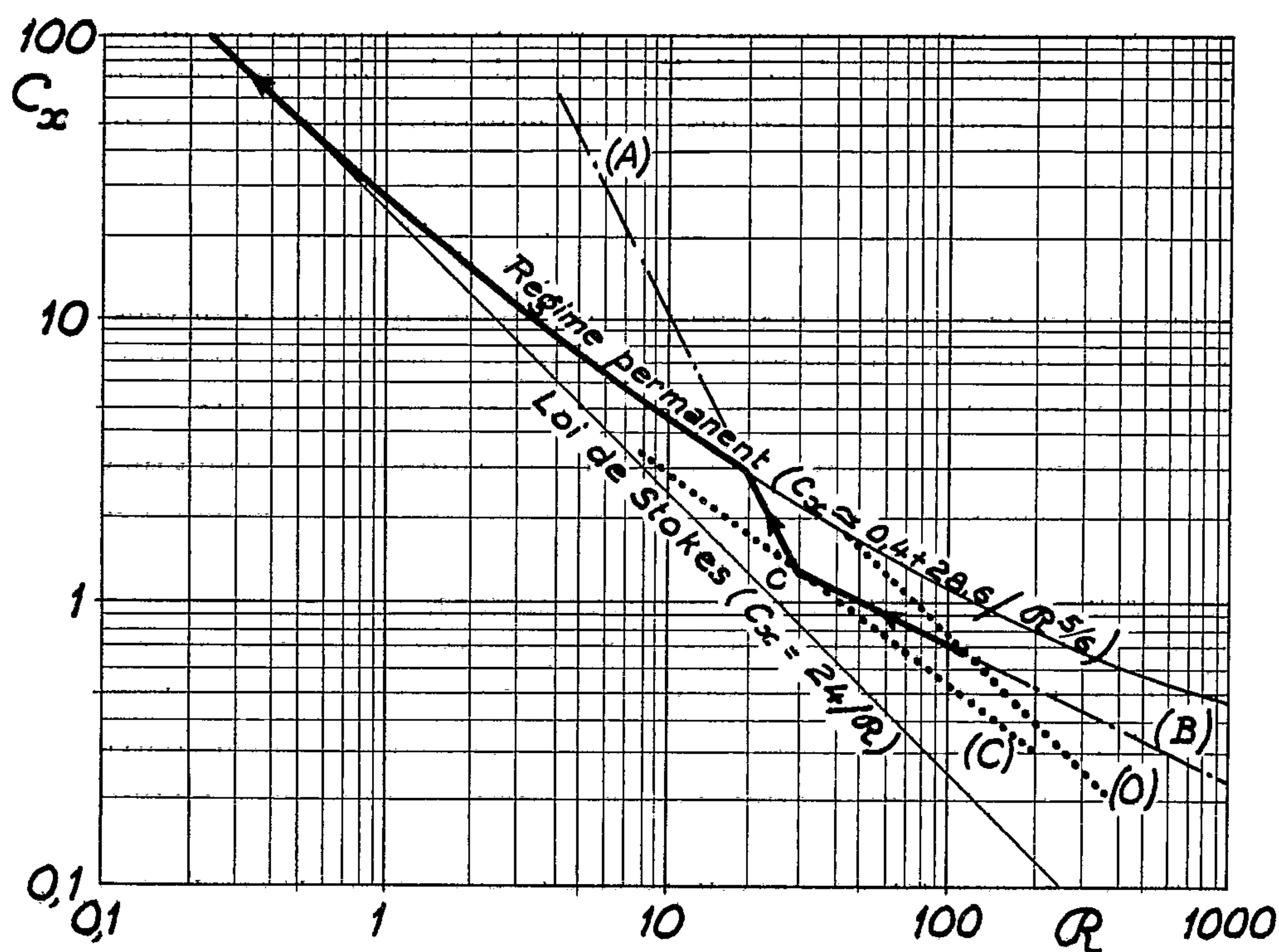
Le procédé expérimental utilisé est le suivant : les sphérules, de masse spécifique ρ, sont introduites sur l'axe de la veine d'une soufflerie en un poste 0 — pris pour origine des abscisses — où elles sont considérées comme au repos absolu; la pression p et la température θ dans la veine sont connues et permettent le calcul de la masse spécifique ρ' de l'air et de sa viscosité; en trois autres postes 1, 2, 3, d'abscisses fixes, on mesure la vitesse absolue u des sphérules entraînées par la veine d'air de vitesse u_0.

Le Mémoire cité donne les courbes de vitesse en fonction du diamètre, aux trois postes, dans 14 cas expérimentaux, ce qui permet de reprendre le dépouillement en tenant compte des observations suivantes :

a. La détermination de C_x implique une différentiation très incertaine de courbes $u(x)$ qui ne sont connues que par quatre points expérimentaux; on peut donc prévoir une dispersion suffisante des points de coordonnées $\log\mathcal{R}$ et $\log C_x$, dans la représentation classique en coordonnées logarithmiques d'un même module, pour qu'on ne puisse espérer faire mieux que traduire empiriquement leur position moyenne par une simple droite $C_x = A/\mathcal{R}^n$, A et n étant

finalement les constantes à déterminer. Mais alors, si l'on admet d'emblée cette représentation finale, on peut intégrer le mouvement dans le cas général et rechercher directement les valeurs de A et n qui, pour chaque diamètre, justifient le mieux les vitesses relevées aux différents postes dans chaque cas.

b. Ayant ainsi évité la douteuse différentiation, on s'aperçoit bientôt que les observations en trois postes (nécessaires et suffisantes pour pouvoir calculer un couple de valeur A et n) conduisent à une constatation curieuse : les valeurs de n n'oscillent pas faiblement autour d'une valeur moyenne de 0,84; n a souvent assez franchement la valeur $1/2$ (entre les postes 0, 1, 2); parfois il a franchement la valeur 2 (entre les postes 1, 2, 3 pour les grosses particules); le plus souvent enfin, il prend des valeurs variées, mais toujours comprises entre $1/2$ et 2. Cette constatation pourrait s'expliquer par la succession pour une même sphère, au cours d'un même essai, de deux régimes ($n=1/2$ puis $n=2$) sans discontinuité de vitesse ($\mathcal{R}$) ni d'accélération (ou C_x); dans la représentation en coordonnées logarithmiques on aurait une ligne brisée en un point $C(\mathcal{R}_c, C_{xc})$; de part et d'autre du point C les segments représentatifs auraient les pentes respectives $-1/2$ et -2 : $C_x = C_{xc}(\mathcal{R}_c/\mathcal{R})^{1/2}$ pour $\mathcal{R} > \mathcal{R}_c$ et $C_x = C_{xc}(\mathcal{R}_c/\mathcal{R})^2$ pour $\mathcal{R} < \mathcal{R}_c$.



c. Il faut compléter cette explication, prise pour un nouveau dépouillement, afin de parvenir lorsque $\mathcal{R} \to 0$ à la loi de Stokes $C_x = 24/\mathcal{R}$. Les points tels

que C se révélant tous situés au-dessus de la droite représentant la loi de Stokes et au-dessous de la courbe généralement admise pour le régime permanent à la suite de multiples pesées [$C_x \sim (28,6/\mathcal{R}^{5/6}) + 0,4$], le plus simple est d'admettre que, dès que le point représentatif atteint cette dernière courbe par le segment de pente —2, il l'emprunte pour se retrouver finalement (pour $\mathcal{R} < 0,4$) sur la droite représentant la loi de Stokes (*fig.* 1). Si le régime de pente — 1/2 présente le caractère d'un glissement, le régime de pente — 2, à décélération constante, présente bien le caractère d'un régime de transition.

En intégrant de nouveau le mouvement à partir du schéma-type ainsi dégagé, on peut localiser par tâtonnements, dans chaque cas et pour chaque diamètre (à une anomalie près), un emplacement de la cassure C qui justifie les observations aux quatre postes; ceci constitue une première confirmation de la validité de ce schéma.

Notons qu'en suivant ainsi l'évolution dans chaque cas de la vitesse des sphérules en fonction de leur abscisse pour un diamètre donné on respecte bien l'aspect physique du phénomène (permanence d'une particule de diamètre *d*, discontinuité d'une particule à l'autre) sans introduire d'hypothèse restrictive quant au nombre des paramètres en jeu. Or, si la relation entre C_x et $\mathcal{R}$ ne devait comprendre, en dehors de ces deux paramètres, que des constantes (qui pourraient d'ailleurs dissimuler des groupements sans dimension de grandeurs physiques restés constants au cours de toutes les expériences) les positions trouvées pour le point C devraient être étroitement localisées. Comme il n'en est rien, les expériences prouvent l'intervention d'autres paramètres variables. Cependant, et il faut voir ici une seconde confirmation de la validité du schéma proposé, les positions trouvées pour C restent très voisines d'une ligne ($C_{xc} \sim 16/\mathcal{R}_c^{3/4}$) et n'impliquent ainsi l'entrée en jeu que d'un seul nouveau groupement adimensionnel variable.

La recherche graphique des éléments de ce groupement permet de dégager l'intervention sensiblement exclusive de $u_0 d/\nu$ qui doit être pris dans son acception de nombre de Reynolds relatif initial, $\mathcal{R}_0$: *les phénomènes aérodynamiques sont donc soumis à l'hérédité dans le domaine exploré.*

Rappelons les valeurs extrêmes atteintes par les principales grandeurs contrôlées et par les principaux paramètres sans dimension au cours de ces expériences : *d*, 20 et 120 μ; ρ, 0,69 et 2,50 g/cm³; θ, 4 et 28° C; *p*, 323 et 1046 mm Hg; u_0, 30 et 55 m/s; ρ/ρ', 430 et 2200; $\mathcal{R}_0$, 50 et 340; nombre de Mach initial u_0/a, 0,088 et 0,164.

Il suffit, pour compléter les résultats numériques de ce dépouillement et en permettre l'exploitation éventuelle, de donner la loi simple qui précise les conditions initiales de glissement : $C_{x_0} \sim 75/\mathcal{R}_0$.

Ainsi, dans ces mesures en régime lentement transitoire, ce n'est pas le fait, pour le régime, de n'être pas exactement permanent à un instant donné qui

doit justifier la faible valeur observée pour le C_x à cet instant; celle-ci semble due à une structure d'écoulement qui dépend au premier chef non de la transition actuelle, mais de la brutale transition passée (lors de l'établissement très bref de la structure initiale, à l'introduction de la sphère dans la veine).

(*) Séance du 13 janvier 1958.

(1) R. D. Ingebo, *Drag coefficients for droplets and solid spheres in clouds accelerating in airstreams*. *N. A. C. A.*, *T. N.* 3762, Washington, 1956.

RÉSISTANCE DES MATÉRIAUX. — *Flambement des arcs et des poutres à inertie variable.* Note de M. **Roger Guillot**, présentée par M. Joseph Pérès.

Considérons, au sens de la Résistance des Matériaux, un arc soumis à un système de forces dans son plan longitudinal de symétrie. Les réactions aux appuis sont réductibles à un couple A et à une force de composantes B et Q, Q étant la poussée. Lorsque Q atteint une valeur critique Q_c, l'équilibre devient instable (flambement).

Appliquons à l'arc, à partir de son état d'équilibre, une force transversale P entraînant une petite déformation $v(x)$. Il en résulte aux appuis des réactions additionnelles A′, B′, Q′. Plaçons-nous dans le cas général où la fibre moyenne n'est pas un funiculaire des charges appliquées $p(x)$, et prenons en compte la déformation due à l'effort normal, mais en négligeant celle due à l'effort tranchant. On obtient alors, en négligeant le terme $Q'v$, l'équation :

$$(1)\qquad \mathrm{EI}v'' + \mathrm{Q}v = \mathrm{A}' + \mu' + \mathrm{B}'x - \mathrm{Q}'y - \frac{\mathrm{IQ}'y''}{\mathrm{S}}$$

où μ' est le moment fléchissant sous la charge P d'une poutre de même portée que l'arc; y l'ordonnée de la fibre moyenne; S la section transversale.

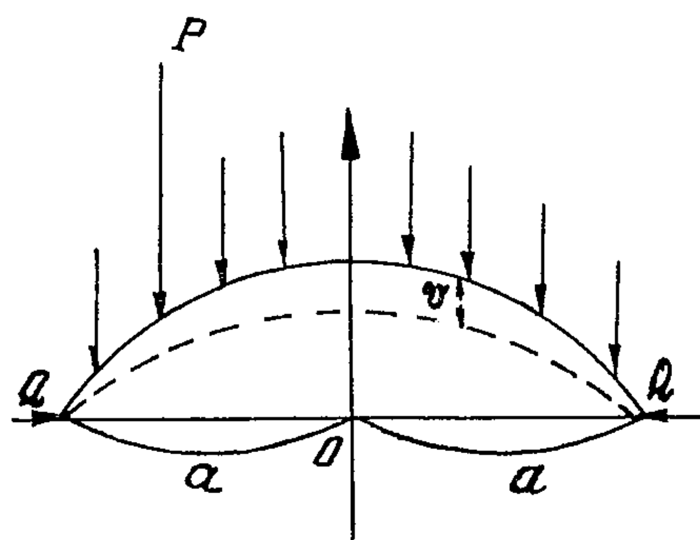


Fig. 1.

Nous ne considérons que des arcs symétriques. Si l'inertie est variable, cette équation ne peut, en général, s'intégrer en termes finis; on doit recourir à des

méthodes d'approximation dont la plus connue, due à Timoshenko, aboutit au résultat suivant : la poussée critique est donnée par le minimum de l'expression :

$$(2)\qquad \frac{\int_0^l \mathrm{EI}\, v''^2\, dx}{\int_0^l v'^2\, dx}, \quad \text{avec} \quad l = 2a.$$

Or les calculs correspondants sont laborieux, notamment si l'inertie, rapidement variable, impose pour les intégrations numériques un grand nombre d'intervalles partiels.

L'objet de la présente Note est de proposer une méthode beaucoup plus simple.

L'intégration formelle est possible avec les lois d'inertie couramment utilisées par l'ingénieur, qui sont de la forme

$$\mathrm{I} = \frac{\mathrm{I}_0}{1 - k\left(\frac{x}{a}\right)^n} \qquad (n \geq 2).$$

Plus précisément, on prend :

a. pour les arcs encastrés :

$$\mathrm{I} = \frac{\mathrm{I}_0}{1 - k\left(\frac{x}{a}\right)^2}; \qquad \mathrm{I} = \frac{\mathrm{I}_0}{1 - k\left|\frac{x}{a}\right|^3}; \qquad \mathrm{I} = \frac{\mathrm{I}_0}{1 - k\left(\frac{x}{a}\right)^4} \qquad \text{avec} \quad 0 < k < 1;$$

b. pour les arcs articulés (2 articulations) :

$$\mathrm{I} = \frac{\mathrm{I}_0}{1 + k\left|\frac{x}{a}\right|^5}, \qquad (k > 0).$$

On peut montrer, en effet, que les équations (1) sans second membre correspondantes sont réductibles aux équations hypergéométriques confluentes, par des transformations du type : $x = \zeta^{\nu}$; $y = \eta(\zeta) . e^{\int \varphi/\zeta\, d\zeta}$ avec $\varphi = h\zeta^{\rho}$ indiqué par Tricomi (*Funzione Hypergeometriche confluente*, Edizione Cremonese, Roma).

Exemple. — Soit l'équation sans second membre

$$\mathrm{EI}_0 v'' + \mathrm{Q}\left(1 - k\frac{x^2}{a^2}\right) v$$

ou (avec d'autres notations) :

$$v'' + (\mathrm{K}^2 - \Lambda^2 x^2) = 0$$

correspondant à la loi d'inertie : $\mathrm{I} = \mathrm{I}_0/[1 - k(x/a)^2]$; la transformation $x = \zeta^2$; $y = \eta(\zeta)$ donne : $\eta'' + \eta'/2\zeta + (\mathrm{K}^2/4\zeta - \Lambda^2/4)\eta = 0$. C'est une équa-

tion de Laplace du second ordre, réductible, comme on sait, à l'équation hypergéométrique confluente

$$\zeta u'' + (\gamma - \zeta) u' - \alpha u = 0$$

par une transformation de la forme : $\eta = \zeta^m . e^{n\zeta} u(\zeta)$.

L'intégration formelle conduira donc à une solution : $\lambda H_1(K, x) + \mu H_2(K, x)$, H_1 et H_2 étant deux solutions particulières, l'une paire, l'autre impaire de l'équation sans second membre

$$v'' + (K^2 - \Lambda^2 x^2) v = 0$$

H_1 et H_2 dépendent, l'une et l'autre, du paramètre : $K = \sqrt{Q/EI_0}$.

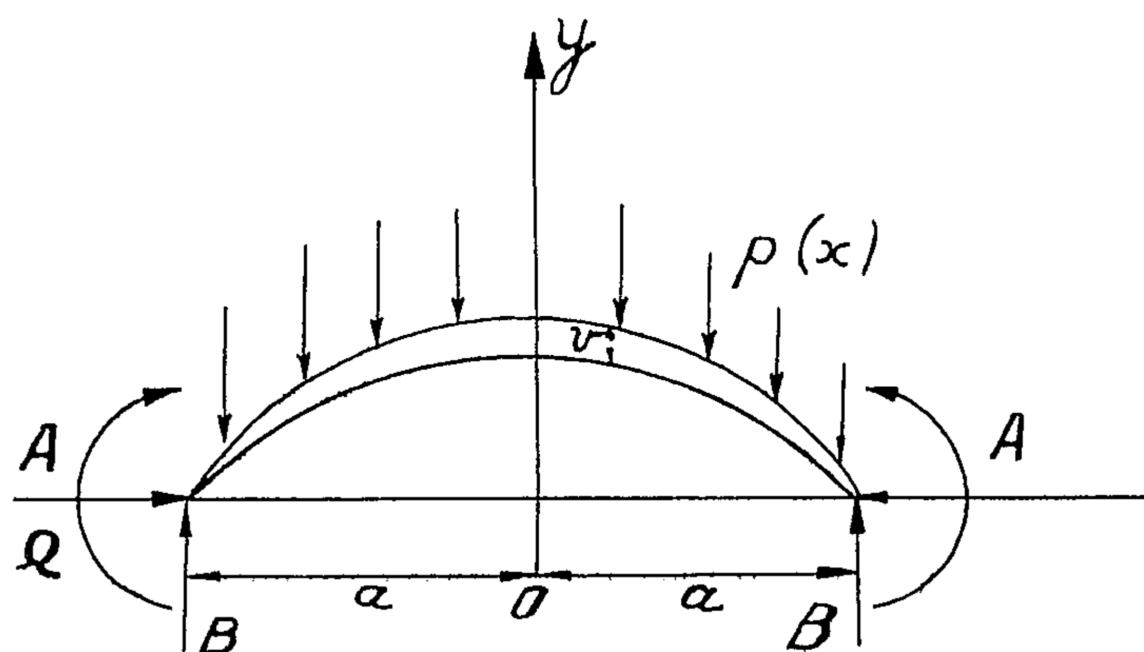


Fig. 2.

L'étude des conditions aux limites des divers types d'arcs étudiés montre alors que la poussée critique est donnée par l'une des équations suivantes en K, où K est la plus petite racine positive

(3) $H_2(K, a) = 0$, pour l'arc à deux articulations ;

(4) $H_2\left(K, \frac{a}{2}\right) = 0$, pour l'arc à trois articulations ;

(5) $\frac{-H_2(K, a)}{a} + \left(\frac{dH_2}{dx}\right)_{x=a} = 0$, pour l'arc encastré.

Dans le cas plus général, mais peu usuel, d'un encastrement imparfait, l'équation du problème fait intervenir les deux solutions $H_1(K, x)$ et $H_2(K, x)$ ainsi que leurs premières dérivées (en x).

Pour exploiter ces résultats en l'absence de tables numériques complètes pour les fonctions hypergéométriques, on aura recours à leurs développements en série canoniques.

Remarquons que les développements des expressions précédentes (3), (4), (5) sont convergents pour $x = a$. Le rayon de convergence des solutions étant

$$\rho = \frac{a}{k^{\frac{1}{n}}} > a,$$

Cette convergence est assez rapide et il est souvent plus pratique de former un développement limité de la solution à partir de l'équation elle-même.

Exemple. — Cas d'un arc parabolique encastré d'équation :

$$y=f\left(1-\frac{x^2}{a^2}\right) \quad \text{avec} \quad I=\frac{I_0}{1-k\dfrac{x^2}{a^2}}.$$

On aura, à un facteur constant près

$$H_2(k, x)=x(1+a_2x^2+a_4x^4+a_6x^6+a_8x^8+\ldots).$$

L'équation du problème est l'équation (5) ci-dessus, soit :

$$0=6a_2x+20a_4x^3+42a_6x^5+72a_8x^7+\ldots$$
$$+x(K^2-\Lambda^2x^2)(1+a_2x^2+a_4x^4+a_6x^6+a_8x^8+\ldots.$$

Les coefficients se déterminent facilement par identification, leur loi de formation étant très simple.

Dans le cas particulier de l'inertie constante : $I=I_0$ (où la poussée critique [est directement connue : $Q_c=8,183.(\pi^2EI_0/4a^2)$ la méthode précédente donne ce résultat avec une erreur relative, inférieure à 4 % en limitant le développement au terme a_8x^8 ce qui conduit à résoudre une équation du troisième degré, en x^2.

Remarque. — Les cas des poutres et des arcs sont solidaires : on sait, en effet, que la poussée critique d'un arc symétrique est égale à la force critique de flambement à deux ondulations d'une poutre droite de même portée, soumise aux mêmes conditions aux extrémités et dont l'inertie est égale à l'inertie réduite de l'arc.

Cette méhode s'applique également au cas du flambement latéral. Elle est extensible à d'autres structures : portiques, anneaux, plaques et enveloppes.

ASTRONOMIE. — *Variations spectrales de l'étoile* HD 162 428.

Note de Mme **Kâmuran Özemre**, présentée par M. André Danjon.

D'après une série d'observations faites de 1953 à 1957, l'intensité de l'émission des raies Balmer semble avoir passé par un minimum en 1954. Ce minimum est marqué par l'apparition d'une enveloppe étendue d'hydrogène. Ce stade a été suivi de l'apparition d'une enveloppe à raies métalliques en 1955. On a pu mettre en évidence des variations du rapport d'intensité des composantes violette et rouge de l'émission.

Cette étoile ($\alpha_{1950}=17$ h 46 m; $\delta_{1950}=+24^\circ 29'$; $m=7$) est signalée dans le catalogue du Mont-Wilson [1] sous le n° MWC 594. La littérature citée est peu abondante. Classée AO dans le *Henry Draper Catalogue* (sans remarque), elle a été classée par G. A. Shajn [2] comme B 9 à émission. Cet auteur signale que : *a.* les raies Hγ et Hδ ont une profondeur petite

pour ce type spectral, surtout $H\gamma$; *b*. $H\beta$, bien qu'elle ne soit pas très au point, présente nettement une large émission centrale superposée à une large absorption, l'intensité de cette émission étant peu différente de celle du fond continu adjacent. Il ne donne pas la date du cliché, mais elle se situe certainement entre 1934 et 1935. En 1949, G. R. Miczaïka (3) n'a pas observé de composantes d'émission et ne fait aucune remarque particulière.

Cette étoile faisant partie du groupe d'étoiles Be observées régulièrement par Mme R. Herman, j'ai disposé de neuf spectres photographiés à l'aide du spectrographe à un prisme de flint attaché au télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute-Provence en 1953, 1954, 1955, 1956 et 1957. Les plaques utilisées sont des 103 *a*-F Kodak ou des Superpanchro Lumière. Les premières permettent de meilleures mesures sur la raie $H\alpha$, les secondes, à grain plus fin, permettent une meilleure appréciation des détails du spectre. L'examen de ces clichés a permis de mettre en évidence des variations spectrales intéressantes.

Raies de l'hydrogène. — 1° *Émission.* — La raie $H\alpha$ est en émission sur tous les clichés mais son intensité varie. La raie $H\beta$, qui était en émission en 1953, montrait un centre d'absorption fin en 1954. Peu visible en 1955, elle est redevenue importante en 1956. Les variations d'intensité de ces deux raies en émission sont représentées sur la figure 1 *a*.

2° *Absorption.* — Il semble qu'on ait assisté à une variation régulière et lente : apparition d'une enveloppe étendue d'hydrogène en 1954 (approfondissement des raies Balmer), puis d'une enveloppe à raies métalliques en 1955, disparition de celle-ci en 1956 suivie d'une diminution de l'enveloppe d'hydrogène (3). La variation des profondeurs centrales des raies Balmer est représentée figure 1 *b*.

3° *Variation du rapport* V/R *des composantes violette et rouge de l'émission.* — La raie d'émission $H\beta$ est double, les deux composantes étant distantes de 3 Å environ, elles sont juste séparées en raison de leur largeur. On apprécie la variation du rapport d'intensité de ces deux composantes par la dissymétrie de la raie. C'est ainsi que, le 1,8-8-1953, la composante rouge est plus intense que la composante violette; il en est de même le 24,9-6-1956. Sur le cliché du 3,9-6-1956, le rapport est inversé et, sur celui du 4,8-6-1956, les deux composantes sont sensiblement égales.

Raies de l'ion Fe^+. — En 1954, les seules raies d'absorption Fe II présentes étaient 4173-78, 4 233, 4 925 et 5169 Å. En 1955, au contraire, on avait une enveloppe de type α *Cyg*. En 1956, les raies Fe II sont pratiquement absentes, sauf sur le cliché du 4,8-6-1956 où les raies 4 233, 4 925 et 5169 Å sont en émission. En 1957, il n'y a aucune trace de ces raies.

Raies de l'ion Ca^+. — Les raies K (et NaI D) qui figurent sur ces spectres appartiennent vraisemblablement à l'enveloppe métallique, car

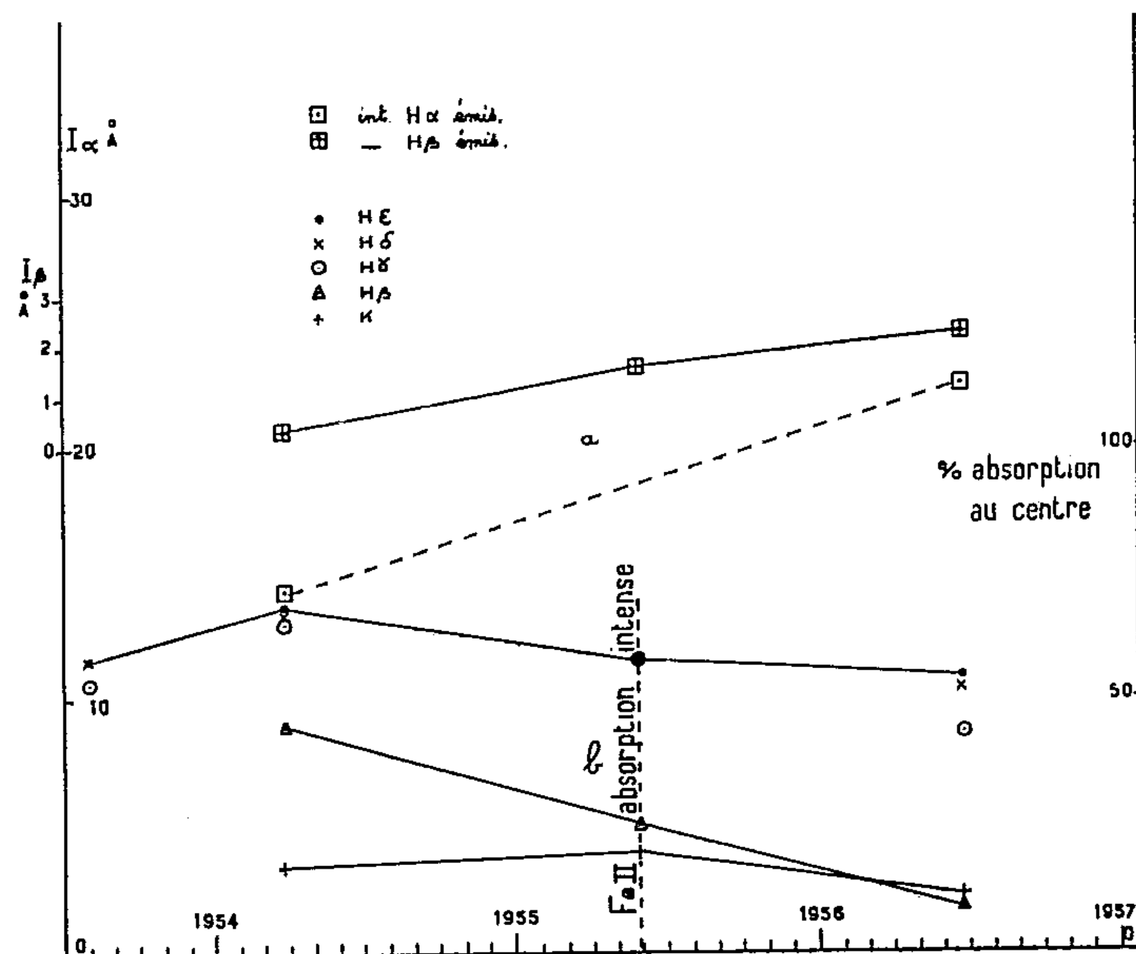


Fig. 1.

Dans la partie supérieure (*a*), les intensités des raies d'émission sont exprimées en largeurs équivalentes, l'échelle des intensités est sur la gauche de la figure, elle est différente pour Hα et Hβ. On ne donne pas les valeurs de 1953, qui n'ont pu être obtenues dans de bonnes conditions en raison de la surexposition du cliché. Il n'y a pas de mesure pour Hα en 1955, le cliché étant sous-exposé dans cette région. Les valeurs indiquées pour 1954 sont les moyennes de deux clichés, celles de 1956, la moyenne de trois clichés. Pour la partie inférieure (*b*), qui représente les pourcentages d'absorption au centre des raies Balmer, l'échelle est à droite.

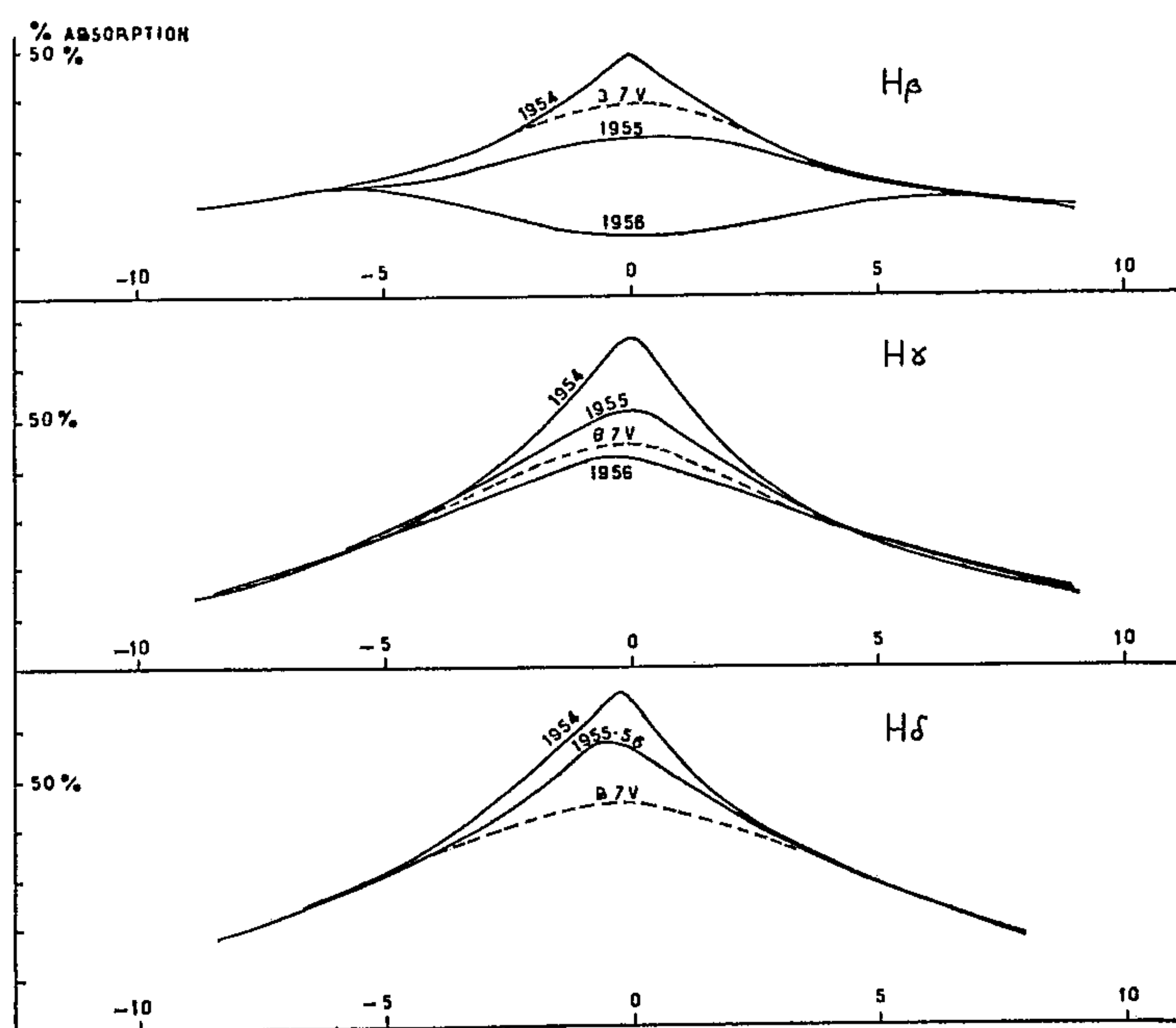


Fig. 2.

Les contours de la partie de la raie comprise entre −9 et +9 Å du centre de la raie sont représentés pour Hβ, Hγ et Hδ. Comme sur la figure 1, les contours de 1954 représentent la moyenne de deux clichés et ceux de 1956, la moyenne de trois clichés. Pour les termes élevés de la série de Balmer, l'enveloppe est encore bien visible en 1956.

elles présentent un maximum d'intensité en même temps que celle-ci. A titre d'exemple, nous avons porté sur la figure 1 *b* les intensités de la raie K.

Type spectral. — Suivant le critère de classification Rojas-Herman ([4]), cette étoile serait de type B 7 V. Ce classement serait en bon accord avec l'aspect des raies HeI qui sont beaucoup trop fortes pour une B 9 (clas. Shajn). Les contours des raies d'hydrogène, observées aux différentes époques, sont représentés figure 2. On a tracé également sur cette figure, à titre de comparaison, les contours théoriques d'une étoile B 7 V. On voit que l'enveloppe d'hydrogène présente un maximum en 1954 où la profondeur de la raie atteint celle d'une étoile AO.

HD 162 428 ferait donc partie de cette catégorie d'étoiles qui présentent une enveloppe métallique de façon épisodique, contrairement à d'autres pour lesquelles ce caractère semble, sinon permanent, du moins de très longue durée. Les données sont insuffisantes pour dire de façon certaine que les variations sont périodiques, il est possible, toutefois, que le cycle soit de l'ordre de 5 ans ou d'un multiple de 5 ans. Il serait intéressant de pouvoir photographier ce spectre à intervalles plus rapprochés pour suivre les variations rapides qui peuvent se produire dans le contour des raies d'émission, comme semblent le montrer les observations de juin 1956.

([1]) P. W. MERRILL et C. BURWELL, *Astrophys. J.*, 98, 1943, p. 157.

([2]) G. A. SHAJN, *Poulkovo Observatory Circulars*, n° 13, 1935, p. 26.

([3]) G. R. MICZAÏKA, *Astronomische Nachrichten*, 279, 1951, p. 22.

([4]) H. ROJAS et R. HERMAN, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 727.

([5]) L'examen des clichés de 1957 indique une diminution de l'enveloppe d'hydrogène mais les mesures ne sont pas terminées.

RELATIVITÉ. — *Sur les équations de l'induction électromagnétique.*

Note (*) de M. **PHAM MAU QUAN**, présentée par M. Georges Darmois.

Une induction électromagnétique donnée sur la variété espace-temps entraine l'existence d'une métrique associée et d'un champ électromagnétique associé.

1. Considérons un domaine D de l'espace-temps V_4 rapporté à des coordonnées locales x^α et muni de la métrique d'univers

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta. \tag{1.1}$$

Une induction électromagnétique est définie sur le domaine D lorsqu'il existe sur D deux champs de tenseurs antisymétriques $H_{\alpha\beta}$, $G_{\alpha\beta}$ et deux matrices $(\varepsilon^\alpha_\beta)$, (μ^α_β) dites matrices d'induction tels que

$$G_{\alpha\beta}\, e^\alpha = \varepsilon^\rho_\beta\, H_{\alpha\rho}\, e^\alpha, \qquad \mu^\rho_\beta\, \overset{*}{G}_{\alpha\rho}\, e^\alpha = \overset{*}{H}_{\alpha\beta}\, e^\alpha, \tag{1.2}$$

où e^α désigne un vecteur propre orienté dans le temps *commun aux deux matrices d'induction* et $\overset{*}{H}_{\alpha\beta}, \overset{*}{G}_{\alpha\beta}$ les tenseurs adjoints à $H_{\alpha\beta}$, $G_{\alpha\beta}$ au sens de la métrique riemannienne (1.1). On supposera que l'induction ainsi définie satisfait aux équations de Maxwell

$$(1.3) \qquad \nabla_\alpha \overset{*}{H}^{\alpha\beta} = 0, \qquad \nabla_\alpha G^{\alpha\beta} = J^\beta.$$

On se bornera ici au cas où le milieu occupant D est isotrope, c'est-à-dire où les deux matrices d'induction représentent deux homothéties. On a alors $\varepsilon^\alpha_\beta = \varepsilon\,\delta^\alpha_\beta$, $\mu^\alpha_\beta = \mu\,\delta^\alpha_\beta$, ε et μ étant deux scalaires. Les relations (1.2) deviennent $G_{\alpha\beta}e^\alpha = \varepsilon H_{\alpha\beta}e^\alpha$, $\mu\overset{*}{G}_{\alpha\beta}e^\alpha = \overset{*}{H}_{\alpha\beta}e^\alpha$ et les matrices $(G_{\alpha\beta} - \varepsilon H_{\alpha\beta})$, $(\mu\overset{*}{G}_{\alpha\beta} - \overset{*}{H}_{\alpha\beta})$ sont de rang 2. S'il en est ainsi, l'intégration par parties des équations de Maxwell fournit le tenseur électrodynamique

$$(1.4) \qquad \tau_{\alpha\beta} = \frac{1}{4} g_{\alpha\beta}(G^{\rho\sigma}H_{\rho\sigma}) - G_{\rho\alpha}H^\rho{}_\beta.$$

Ce tenseur n'est pas symétrique. En lui ajoutant un terme d'interaction, on obtient le tenseur symétrique

$$(1.5) \qquad t_{\alpha\beta} = \tau_{\alpha\beta} - (1 - \varepsilon\mu)\tau_{\alpha\rho}\, e^\rho e_\beta.$$

2. Un tenseur d'impulsion-énergie définit un schéma matière-induction s'il a la forme

$$(2.1) \qquad T_{\alpha\beta} = \rho u_\alpha u_\beta + t_{\alpha\beta},$$

où u_α est le vecteur vitesse unitaire associé à la matière. $\vec{u}$ est ici différent de $\vec{e}$ ([2]). Les équations relativistes de l'induction sont alors constituées par les équations de Maxwell (1.3) et les équations d'Einstein $S_{\alpha\beta} = \chi T_{\alpha\beta}$. Les ε, μ, e^α étant supposées données, les variables de champ sont constituées par les $g_{\alpha\beta}$, $H_{\alpha\beta}$, J_α, u^α, ρ. Moyennant une hypothèse supplémentaire sur le vecteur courant J^α (par exemple $J^\alpha = \delta u^\alpha$), on peut démontrer que sous des hypothèses de différentiabilité convenables, le système des équations de Maxwell-Einstein admet une solution bien déterminée si l'hypersurface S portant les données de Cauchy ($g_{\alpha\beta}$, $\partial_\lambda g_{\alpha\beta}$, $H_{\alpha\beta}$) n'est pas exceptionnelle. Cette étude met en évidence l'existence de deux espèces de variétés caractéristiques liées aux équations d'Einstein et aux équations de Maxwell respectivement

$$(2.2) \qquad \Delta_1 f \equiv g^{\alpha\beta}\partial_\alpha f \partial_\beta f = 0,$$

$$(2.3) \qquad \overline{\Delta}_1 f \equiv \overline{g}^{\alpha\beta}\partial_\alpha f \partial_\beta f = 0 \quad \text{ou} \quad \overline{g}^{\alpha\beta} = g^{\alpha\beta} - (1 - \varepsilon\mu)\, e^\alpha e^\beta.$$

Il se trouve alors défini en chaque point x de D deux cônes : le cône caractéristique C_x des équations d'Einstein qui coïncide avec le cône élémentaire de l'espace-temps et le cône caractéristique $\overline{C}_x$ des équations de Maxwell en général distinct du premier. Si $\varepsilon\mu > 1$, $\overline{C}_x$ est intérieur à C_x. Pour $\varepsilon\mu = 1$,

ces deux cônes coïncident. On notera que $(\varepsilon\mu)^{-1/2}$ représente dans le langage de la théorie de la propagation par ondes, la vitesse de propagation des fronts d'ondes (2.3) de l'induction électromagnétique.

Le second cône $\overline{C}_x$ définit la métrique associée

$$(2.4)\qquad d\overline{s}^2 = \overline{g}_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta \equiv \left[g_{\alpha\beta} - \left(1 - \frac{1}{\varepsilon\mu}\right) e_\alpha e_\beta\right] dx^\alpha\, dx^\beta,$$

où $\overline{g}_{\alpha\beta}$ est le tenseur conjugué au tenseur $\overline{g}^{\alpha\beta}$. On désignera par $\overline{V}_4$ la variété riemannienne définie par la variété différentiable portant l'espace-temps V_4 et munie de la métrique associée. $\overline{C}_x$ est alors cône élémentaire de $\overline{V}_4$. Dans la suite les quantités barrées sont définies dans la métrique associée, les quantités non barrées dans la métrique d'univers.

$\overline{V}_4$ étant rapporté aux mêmes coordonnées locales x^α que V_4, on démontre que les équations de Maxwell relatives à l'induction peuvent s'exprimer, si $\varepsilon\mu$ est *constant* dans D, directement dans la métrique associée comme

$$(2.5)\qquad \overline{\nabla}_\alpha \overset{*}{\overline{H}}{}^{\alpha\beta} = 0, \qquad \overline{\nabla}_\alpha \overline{G}^{\alpha\beta} = \overline{J}^\beta,$$

où $\overline{H}_{\alpha\beta} = H_{\alpha\beta}$, $\overline{G}^{\alpha\beta} = (1/\mu)\overline{H}^{\alpha\beta} = G^{\alpha\beta}$, $\overline{J}^\beta = J^\beta$. Si $\varepsilon\mu$ est variable, on généralisera ces équations. L'intégration par parties des équations (2.5) fournit le tenseur symétrique

$$(2.5)\qquad \overline{\tau}_{\alpha\beta} = \frac{1}{4}\overline{g}_{\alpha\beta}(\overline{G}^{\rho\sigma}\,\overline{H}_{\rho\sigma}) - \overline{G}_{\rho\alpha}\,\overline{H}^\rho{}_\beta$$

qui est tel qu'en composantes contravariantes

$$(2.7)\qquad \overline{\tau}^{\alpha\beta} = \tau^{\alpha\beta} - (1 - \varepsilon\mu)\tau^{\alpha\rho}\, e_\rho\, e^\beta = t^{\alpha\beta},$$

ce qui justifie l'introduction du tenseur symétrique (1.5).

3. Soit $(\vec{e}_\alpha)$ un repère orthonormé dans V_4 dont le vecteur $\vec{e}_0$ orienté dans le temps coïncide avec $\vec{e}$. Il définit un système de formes de Pfaff locales ω^α linéairement indépendantes tel que

$$(3.1)\qquad ds^2 = (\omega^0)^2 - (\omega^1)^2 - (\omega^2)^2 - (\omega^3)^2, \qquad d\overline{s}^2 = \left(\frac{\omega^0}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right)^2 - (\omega^1)^2 - (\omega^2)^2 - (\omega^3)^2.$$

En posant $\omega^0/\sqrt{\varepsilon\mu} = \overline{\omega}^0$, $\omega^i = \overline{\omega}^i$, on introduit le repère orthonormé $(\overline{\vec{e}}_\alpha)$ canoniquement associé au repère $(\vec{e}_\alpha)$ et par rapport auquel on a

$$(3.2)\qquad d\overline{s}^2 = (\overline{\omega}^0)^2 - (\overline{\omega}^1)^2 - (\overline{\omega}^2)^2 - (\overline{\omega}^3)^2.$$

On remarquera que l'automorphisme de l'espace tangent en x à V_4 qui transforme en $(\overline{\vec{e}}_\alpha)$ correspond à un choix de coordonnées locales x'^α pour la variété associée $\overline{V}_4$, donc à un choix d'unités, tel que $(\varepsilon\mu)^{-1/2}$ ait pour valeur l'unité.

En convenant que les quantités accentuées doivent être prises avec leurs

valeurs rapportées au repère $(\overset{\star}{e}_\alpha)$, on a

(3.3) $\overline{H}'_{0i} = \sqrt{\mu}(\sqrt{\varepsilon}E_i)$, $\overset{*}{\overline{H}}'_{0i} = \sqrt{\mu}(\sqrt{\mu}H_i)$, $\overline{G}'_{0i} = \frac{1}{\sqrt{\mu}}(\sqrt{\varepsilon}E_i)$, $\overset{*}{\overline{G}}'_{0i} = \frac{1}{\sqrt{\mu}}(\sqrt{\mu}H_i)$,

où E_i, B_i, D_i, H_i sont les vecteurs induits par les tenseurs $H_{\alpha\beta}$, $G_{\alpha\beta}$ sur le tri-plan $(\vec{e}_i)$ associé à $\vec{e}_0$ ($D_i = \varepsilon E_i$, $B_i = \mu H_i$). Soit $\overline{F}_{\alpha\beta}$ le tenseur dont les vecteurs induits sur le tri-plan $(\overset{\star}{e}_i)$ associé à $\overset{\star}{e}_0$ sont $\overline{E}'_i = \sqrt{\varepsilon}E_i$ et $\overline{H}'_i = \sqrt{\mu}H_i$. Par définition il sera dit le *champ électromagnétique associé* à l'induction donnée. On vérifie que réciproquement à un champ électromagnétique défini dans le repère associé correspond dans l'espace-temps une induction qui se déduit du champ par changement de repère. Le champ électromagnétique associé satisfait aux équations

$$\overline{\nabla}_\alpha \overset{*}{\overline{F}}{}^{\alpha\beta} = 0, \qquad \overline{\nabla}_\alpha \overline{F}{}^{\alpha\beta} = \overline{J}^\beta. \tag{3.4}$$

Il lui correspond le tenseur symétrique

$$\underset{(a)}{\overline{\tau}_{\alpha\beta}} = \frac{1}{4}\overline{g}_{\alpha\beta}(\overline{F}^{\rho\sigma}\overline{F}_{\rho\sigma}) - \overline{F}_{\rho\alpha}\overline{F}^{\rho}{}_{\beta} \tag{3.5}$$

dont les valeurs des composantes dans le repère associé coïncident avec celles de $\overline{\tau}_{\alpha\beta}$.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) Les indices grecs varient de 0 à 3, les indices latins de 1 à 3. $\partial_k = \partial/\partial x^k$.

(2) On a supposé $\vec{e}$ confondu avec $\vec{u}$ dans une étude antérieure (*Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1782).

(*Faculté des Sciences, Besançon.*)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *États excités quantifiés et stables des masses fluides relativistes en rotation.* Note (*) de MM. **Pierre Hillion, Georges Lochak, Jean-Pierre Vigier**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le mouvement de la gouttelette relativiste est décrit par les composantes du moment cinétique sur les axes de deux trièdres liés aux projections du vecteur $\vec{t}$ et du pseudovecteur $\vec{s}$ sur deux hyperplans isotropes. La quantification de ces moments cinétiques redonne les opérateurs de C. Van Winter (1). Nous interprétons les résultats comme des intégrales premières du mouvement.

1. Dans une Note précédente (2) nous avons décrit le mouvement de la gouttelette relativiste dans un référentiel particulier Σ_0 où les composantes de temps du pseudovecteur $\vec{s}$ et du vecteur $\vec{t}$ étaient nulles, ce qui permettait de traiter le problème dans un espace à trois dimensions ($\vec{s}$ représente l'axe instan-

tané de rotation de la masse fluide, $\vec{t}$ la distance du centre de masse au centre de matière, ce dernier étant en mouvement autour de $\vec{s}$).

Pour étendre les résultats obtenus au cas de l'espace-temps de la relativité restreinte, il faut résoudre le problème préliminaire de la description des rotations dans un espace à quatre dimensions.

De l'idée que les rotations autour d'un centre sont équivalentes aux rotations successives autour de deux axes on déduit que si l'on se donne les rotations dans deux hyperplans perpendiculaires à ces axes, on obtient la description globale cherchée. Ceci n'est vrai que si les hyperplans P_1 et P_2 sont isotropes et ne l'est pas si, par exemple, l'un des deux est du genre espace.

La description du mouvement peut se faire à l'aide de six angles deux à deux conjugués :

$$\omega^+ = \{\theta^+, \varphi^+, \psi^+\}, \qquad \omega^- = \{\theta^-, \varphi^-, \psi^-\}, \qquad \omega^+ = \omega^-$$

et des six moments cinétiques :

$$p_\theta^+(\omega^+), \quad p_\varphi^+(\omega^+), \quad p_\psi^+(\omega^+),$$
$$p_\theta^-(\omega^-), \quad p_\varphi^-(\omega^-), \quad p_\psi^-(\omega^-).$$

On peut énoncer le résultat suivant : *Il est possible de donner le mouvement d'un point dans un espace à quatre dimensions en utilisant les mouvements des projections du point dans deux espaces complexes conjugués à trois dimensions (hyperplans isotropes) à l'aide de six angles d'Euler deux à deux complexes conjugués et des moments cinétiques correspondants.*

2. Soient donc $\vec{t}_1$, $\vec{s}_1$ et $\vec{t}_2$, $\vec{s}_2$ les projections des vecteurs $\vec{t}$ et $\vec{s}$ sur les hyperplans P_1 et P_2. Dans chacun d'eux attachons un trièdre trirectangle à $\vec{t}_1$ et à $\vec{s}_1$ d'une part puis à $\vec{t}_2$ et à $\vec{s}_2$ d'autre part, c'est-à-dire

$$(t_1, x_1, y_1), \quad (s_1, x'_1, y'_1) \quad \text{et} \quad (t_2, x_2, y_2), \quad (s_2, x'_2, y'_2).$$

θ^+, φ^+, ψ^+ repèrent (s_1, x'_1, y'_1) par rapport à (t_1, x_1, y_1) et de même θ^-, φ^-, ψ^- repèrent (s_2, x'_2, y'_2) par rapport à (t_2, x_2, y_2).

Dans la suite les deux ensembles ω^+ en ω^- sont considérés réels. L'existence d'angles imaginaires vient de ce que dans l'espace de la relativité restreinte, le quatrième axe est imaginaire.

On est donc ramené au problème traité dans la Note précédente de l'étude des moments cinétiques dans un espace à trois dimensions. On en a maintenant douze :

$$p_k^+ \text{ et } p_k^{+\prime} \text{ dans } P_1, \qquad p_k^- \text{ et } p_k^{-\prime} \text{ dans } P_2 \qquad (k = 1, 2, 3),$$

avec

$$p_x^+ = -p_\theta^+ \sin\varphi^+ - \operatorname{cotg}\theta^+ \cos\varphi^+ p_\varphi^+ + \frac{\cos\varphi^+}{\sin\theta^+} p_\psi^+,$$

$$p_y^+ = \quad p_\theta^+ \cos\varphi^+ - \operatorname{cotg}\theta^+ \sin\varphi^+ p_\varphi^+ + \frac{\sin\varphi^+}{\sin\theta^+} p_\psi^+,$$

$$p_t^+ = \quad p_\varphi^+,$$

les autres p_k se déduisent aisément (*voir* la Note précédente).

3. On quantifie par la façon habituelle en mécanique quantique en remplaçant les moments cinétiques p_ω^+, p_ω^- par les opérateurs $-i\hbar\,\partial/\partial\omega^+$ et $-i\hbar\,\partial/\partial\omega^-$, les nombres $p_k^+, p_k^{+'}, p_k^-, p_k^{-'}$ deviennent des opérateurs $J_k^+(\omega^+)$, $J_k^{+'}(\omega^+)$, $J_k^-(\omega^-)$, $J_k^{-'}(\omega^-)$; ce sont précisément les opérateurs définis par C. Van Winter ([1]) auquel nous empruntons la suite de ce paragraphe.

Le produit $Y_{j^+}^{m^+, m'^+}(\omega^+) Y_{j^-}^{m^-, m'^-}(\omega^-)$ où $Y_j^{m, m'}$ est définie dans notre précédente Note est fonction propre simultanément des opérateurs J_3^+, $J_3'^+$, $(J^+)^2$, J_3^-, $J_3'^-$, $(J^-)^2$, avec les valeurs propres

$$j^+ = 0,\ \frac{1}{2},\ 1,\ 3/2,\ \ldots;\qquad j^- = 0,\ \frac{1}{2},\ 1,\ 3/2,\ \ldots,$$

$$m^+ = -j^+,\ -j^+ + 1,\ \ldots,\ j^+ - 1,\ j^+;\qquad m^- = -j^-,\ -j^- + 1,\ \ldots,\ j^- - 1,\ j^-,$$

$$m'^+ = -j^+,\ -j^+ + 1,\ \ldots,\ j^+ - 1,\ j^+;\qquad m'^- = -j^-,\ -j^- + 1,\ \ldots,\ j^- - 1,\ j^-.$$

Mais comme le groupe de Lorentz fait intervenir les réflexions, il faut remplacer $J^{+'}$ et $J^{-'}$ par la somme $S' = J'^+ + J'^-$.

Les opérateurs J_3^+, $(J^+)^2$, J_3^-, $(J^-)^2$, S_3', $(S')^2$ admettent simultanément pour fonctions propres

$$Z_{j^+, j^-, s'}^{m^+, m^-, m'} = \sum_{m'^+, m'^-} \nu_{j^+, j^-, s'}^{m'^+, m'^-, m'} y_{j^+}^{m^+, m'^+}(\omega^+) y_{j^-}^{m^-, m'^-}(\omega^-),$$

où $\nu_{j^+, j^-, s'}^{m'^+, m'^-, m'}$ sont les paramètres de Clebsch-Gordan et où s' prend les valeurs

$$s' = j^+ + j^-,\ j^+ + j^- - 1,\ \ldots,\ |j^+ - j^-|.$$

La théorie du groupe des rotations conduit en outre aux résultats suivants :

a. si $j^+ = j^- = j$ les représentations sont à $(2j+1)^2$ dimensions et dérivent simplement de $D(j, j)$;

b. si $j^+ \neq j^-$ une représentation irréductible est à $2(2j^+ + 1)(2j^- + 1)$ dimensions et elle est la somme directe

$$D(j^+, j^-) \oplus D(j^-, j^+).$$

4. Nous abandonnerons le formalisme du paragraphe précédent pour revenir à des considérations physiques. On montre que le mouvement de la gouttelette possède les six intégrales premières suivantes et, puisqu'il y a six degrés de liberté, le mouvement est entièrement déterminé par ces intégrales premières

$$p_\varphi^+ = \text{Cte},\qquad p_\psi^+ = \text{Cte},\qquad (p^+)^2 = \text{Cte},$$

$$p_\varphi^- = \text{Cte},\qquad p_\psi^- = \text{Cte},\qquad (p^-)^2 = \text{Cte}.$$

Si aux rotations s'ajoutent des réflexions p_ψ^+ et p_ψ^- ne sont plus constants mais on a les intégrales $p_\psi^+ + p_\psi^- = \mathrm{Cte}$ et $(p_k^{+'} + p_{k'}^-)^2 = \mathrm{Cte}$ c'est l'équivalent du changement d'opérateurs effectué par C. Van Winter.

Si la masse fluide est stable, chaque degré de liberté doit donner lieu à un phénomène périodique. On obtient bien les pseudopériodicités du système en quantifiant la gouttelette à la façon de l'ancienne mécanique quantique

$$\oint p_\omega^+ \, d\omega^+ = m^+ h, \qquad \oint p_\omega^- \, d\omega^- = m^- h, \qquad \ldots.$$

Les résultats sont identiques à ceux obtenus plus haut sauf en ce qui concerne $(p^+)^2$ et $(p^-)^2$. Il est possible de donner une justification de cette différence, on aboutit ainsi à une signification physique précise des nombres quantiques : les j et s mesurent l'énergie de la masse fluide, ou son degré d'excitation, finalement son spin ; les m et m' donnent les composantes du moment cinétique sur les axes $\vec{s}$ et $\vec{t}$.

On obtient en outre la formule remarquable suivante : $p_\psi = m' \hbar$ est la composante du moment cinétique sur $\vec{s}$ du mouvement du centre de masse, si A est son moment d'inertie par rapport à cet axe, la fréquence de rotation de ce centre autour de $\vec{s}$ est $2\pi\nu = p'_\psi / \mathrm{A} = (|m'|\hbar)/\mathrm{A}$, or l'énergie de rotation est $\mathrm{W} = [s'(s'+1)/2\mathrm{A}]\hbar^2$, soit en éliminant A entre ces deux relations

$$\frac{\mathrm{W}}{2\pi\nu} = \frac{s'(s'+1)\hbar}{2|m'|}, \qquad \text{soit} \quad \mathrm{W} = \frac{s'(s'+1)}{2|m'|} h\nu,$$

ce qui pour les photons ($s' = 1$, $m' = 1$) redonne $\mathrm{W} = h\nu$.

Le mouvement du centre de masse autour du centre de matière pourrait constituer l'élément périodique associé au corpuscule introduit par M. Louis de Broglie ([3]) dans les fondements de la mécanique ondulatoire.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

([1]) *Thèse*, Groningen, 1957.

([2]) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 564.

([3]) *Thèse*, Paris, 1924.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Constantes de couplage de l'interaction β et polarisation des électrons émis*. Note (*) de M. **Vinh Mau**, présentée par M. Louis de Broglie.

En postulant la seule hypothèse que la polarisation des particules $\beta^\pm$ est $\pm v/c$ quel que soit le type de transitions, nous montrons certaines relations simples entre les constantes de couplage de l'hamiltonien d'interaction β le plus général. Admettant la conservation des leptons, nous retrouvons la théorie proposée par Nataf.

Considérons l'hamiltonien le plus général de la désintégration β

$$(1) \qquad H_I = \sum_j (\overline{\Psi}_p O_j \Psi_n) \{ \overline{\Psi}_e O_j [(C_j + C'_j \gamma_5) \Psi_\nu + (D_j + D'_j \gamma_5) \gamma_5 \Psi_\nu^c] \} + \text{h. c.}$$

Montrons que si nous postulons *seulement l'hypothèse que la polarisation des particules* $\beta^\pm$ *est* $\pm v/c$ *quel que soit le type de transitions* (permises), nous trouvons une théorie analogue à celle proposée par Nataf (²), mais ne conservant pas les leptons.

A l'heure actuelle, l'hypothèse postulée semble justifiée car c'est une des mieux établies par l'expérience (*cf.* Appendice).

La polarisation des électrons dans les émissions $\beta^\pm$ est $\rho = \pm \alpha v/c$ avec

$$\alpha = \frac{\langle \sigma \rangle^2 (L_{AA} - L_{TT}) + \langle 1 \rangle^2 (L_{VV} - L_{SS})}{\langle \sigma \rangle^2 (K_{AA} + K_{VV}) + \langle 1 \rangle^2 (K_{VV} + K_{SS})} = \frac{N}{\Delta} \quad \text{(en négligeant l'interaction coulombienne)},$$

où

$$L_{ij} = L^*_{ji} = C_i C'^*_j + C'_i C^*_j + D_i D'^*_j + D'_i D^*_j; \qquad K_{ij} = K^*_{ji} = C_i C^*_j + C'_i C'^*_j + D_i D^*_j + D'_i D'^*_j.$$

En posant $C_j = |C_j| e^{i\gamma_j}$, $C'_j = |C'_j| e^{i\gamma'_j}$, $D_j = |D_j| e^{i\delta_j}$, $D'_j = |D'_j| e^{i\delta'_j}$, nous avons

$$\begin{aligned} N = {} & 2\langle \sigma \rangle^2 [|C_A| |C'_A| \cos(\gamma_A - \gamma'_A) + |D_A| |D'_A| \cos(\delta_A - \delta'_A) \\ & \qquad - |C_T| |C'_T| \cos(\gamma_T - \gamma'_T) - |D_T| |D'_T| \cos(\delta_T - \delta'_T)] \\ & + 2\langle 1 \rangle^2 [|C_V| |C'_V| \cos(\gamma_V - \gamma'_V) + |D_V| |D'_V| \cos(\delta_V - \delta'_V) \\ & \qquad - |C_S| |C'_S| \cos(\gamma_S - \gamma'_S) - |D_S| |D'_S| \cos(\delta_S - \delta'_S)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta = {} & \langle \sigma \rangle^2 (|C_A|^2 + |C'_A|^2 + |D_A|^2 + |D'_A|^2 + |C_T|^2 + |C'_T|^2 + |D_T|^2 + |D'_T|^2) \\ & + \langle 1 \rangle^2 (|C_V|^2 + |C'_V|^2 + |D_V|^2 + |D'_V|^2 + |C_S|^2 + |C'_S|^2 + |D_S|^2 + |D'_S|^2). \end{aligned}$$

Les expressions de la forme

$$\begin{aligned} \langle \sigma \rangle^2 \{ & [|C_j|^2 + |C'_j|^2 - 2|C_j||C'_j| \cos(\gamma_j - \gamma'_j)] \\ & + [|D_j|^2 + |D'_j|^2 - 2|D_j||D'_j| \cos(\delta_j - \delta'_j)] \}, \qquad (j = V, A) \end{aligned}$$

ou

$$\begin{aligned} \langle 1 \rangle^2 \{ & [|C_j|^2 + |C'_j|^2 + 2|C_j||C'_j| \cos(\gamma_j - \gamma'_j)] \\ & + [|D_j|^2 + |D'_j|^2 + 2|D_j||D'_j| \cos(\delta_j - \delta'_j)] \}, \qquad (j = S, T) \end{aligned}$$

étant toujours positives ou nulles, un calcul assez simple montre que $\alpha \leqq 1$; donc $|\rho|$ est maximum et $\rho = \pm v/c$ pour $\beta^\pm$ dans toute transition permise si *α est maximum et égal à* 1, c'est-à-dire si ces expressions sont toutes nulles, ce

qui entraîne :

$$(\mathrm{I}) \qquad \begin{cases} \dfrac{C'_j}{C_j} = \dfrac{D'_j}{D_j} = 1 & \text{pour } j = \mathrm{V, A}, \\ \dfrac{C'_j}{C_j} = \dfrac{D'_j}{D_j} = 1 & \text{pour } j = \mathrm{S, T}. \end{cases}$$

Réciproquement (I) entraîne $\rho = \pm v/c$ pour $\beta^{\pm}$.

Conséquences. — α maximum entraîne :

a. l'annulation des termes d'interférences entre SV, AT, VT, AS. En particulier les *conditions de Fierz* ($\mathrm{ReK_{AT}} = \mathrm{ReK_{SV}} = 0$) et *celles de Mahmoud-Konopinski* ($\mathrm{ReK_{VT}} = 0$, $\mathrm{ReK_{AS}} = 0$) sont satisfaites;

b. l'asymétrie maximale des électrons émis dans les transitions Gamow-Teller pures des noyaux orientés.

Interprétation. — En posant $a = (1/2)(1 + \gamma_5)$, $\bar{a} = (1/2)(1 - \gamma_5)$, l'hamiltonien d'interaction devient

$$\mathrm{H_I} = 2 \sum_{j=\mathrm{V,A}} (\overline{\Psi}_p \mathrm{O}_j \Psi_n) \{ \overline{\Psi}_e \mathrm{O}_j (\mathrm{C}_j a \Psi_\nu + \mathrm{D}_j a \Psi_\nu^c) \} + \text{h. c.}$$
$$+ 2 \sum_{j=\mathrm{S,T}} (\overline{\Psi}_p \mathrm{O}_j \Psi_n) \{ \overline{\Psi}_e \mathrm{O}_j (\mathrm{C}_j \bar{a} \Psi_\nu - \mathrm{D}_j \bar{a} \Psi_\nu^c) \} + \text{h. c.}$$

Comme a et $\bar{a}$ sont des opérateurs de projection et d'autre part $\mathrm{O}_j a = \bar{a} \mathrm{O}_j$ ($j = \mathrm{V, A}$), $\mathrm{O}_j \bar{a} = \bar{a} \mathrm{O}_j$ ($j = \mathrm{S, T}$), $\mathrm{H_I}$ peut s'écrire

$$\mathrm{H_I} = 2 \sum_{j=\mathrm{V,T}} (\overline{\Psi}_p \mathrm{O}_j \Psi_n \{ \overline{\Psi}_e \bar{a} \mathrm{O}_j (\mathrm{C}_j a \Psi_\nu + \mathrm{D}_j a \Psi_\nu^c) \} + \text{h. c.}$$
$$+ 2 \sum_{j=\mathrm{S'T}} (\overline{\Psi}_p \mathrm{O}_j \Psi_n) \{ \overline{\Psi}_e \bar{a} \mathrm{O}_j (\mathrm{C}_j \bar{a} \Psi_\nu - \mathrm{D}_j \bar{a} \Psi_\nu^c) \} \text{ h. c.}$$

Le champ de l'électron n'intervient donc que par $a\Psi_e$ (ou $\bar{a}\Psi_e$) pour les émissions β^- (ou β^+) quel que soit le type de transitions : *l'électron* (*ou le positron*) *émis est toujours « gauche »* (*ou « droit »*).

Cas où l'on admet le principe de la conservation des leptons. — Alors, $\mathrm{D}_j = 0$ ($j = \mathrm{V, A, S, T}$) et nous retrouvons l'hamiltonien proposé par Nataf ([2]), le neutrino étant *gauche* avec l'interaction VA, *droit* avec l'interaction ST, l'électron émis étant « gauche » (ou « droit ») pour β^- (ou β^+).

Évidemment, si l'on admet que seul le neutrino *droit* intervient dans l'interaction β, celle-ci se réduit à la partie ST en accord avec la théorie de Lee et Yang; si l'on admet, au contraire, que seul le neutrino *gauche* intervient, l'interaction est VA, d'autre part la relation $|\mathrm{C_V}| + |\mathrm{C_S}|^2 = |\mathrm{C_A}|^2 + |\mathrm{C_T}|^2$ donne dans ce cas $|\mathrm{C_V}|^2 = |\mathrm{C_A}|^2$ et si l'on admet alors l'invariance par renversement du temps, on retrouve toutes les conséquences de la théorie proposée par Feynmann et Gell-Mann ([3]).

APPENDICE.

Transitions.	Noyaux.	ρ.	Auteurs.
$\Delta j = 1$, non	$^{60}Co\ (\beta^+)$.....	$+\frac{v}{c}$	Cavanagh; Mme Wu et al.
	$^{32}P\ (\beta^-)$.....	$-\frac{v}{c}$	Frauenfelder et al; Waard, Poppema
	$^{22}Na\ (\beta^+)$.....	$+\frac{v}{c}$	Page, Heinberg
	$^{64}Cu\ (\beta^+)$.....	$+\frac{v}{c}$	Vishnevsky et al.
$\Delta j = 0$, non	$^{46}Sc\ (\beta^-)$.....	$\lvert\rho\rvert < \left\lvert\frac{v}{c}\right\rvert$	Frauenfelder et al.
	$^{198}Au\ (\beta^-)$.....	$-\frac{v}{c}$; 0	Cavanagh et al.; Frauenfelder et al. ($\rho \simeq 0$)
	$^{35}S\ (\beta^-)$.....	$-\frac{v}{c}$	Mmes Langevin, Marty
	$^{90}Sr\ (\beta^-)$.....	$-\frac{v}{c}$	Mmes Langevin, Marty; Alikhanov et al.
$0 \leftrightarrow 0$, non	$^{66}Ga\ (\beta^+)$.....	$+\frac{v}{c}$; $<\frac{v}{c}$	Deutsch et al.; Frauenfelder et al. $\left(\rho < \frac{v}{c}\right)$
	$^{34}Cl\ (\beta^+)$.....	$+\frac{v}{c}$	Deutsch et al.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) W. PAULI, *Nuovo Cimento*, 6, 1957, p. 204.

(2) R. NATAF, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 884, 1031, 1187, 1917, 3144 et Communication au Congrès de Padoue-Venise, 1957.

(3) R. P. FEYNMANN et M. GELL-MANN, Prépublication.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Étude de l'émission après $(n-1)$ transferts d'excitation entre atomes ou molécules identiques.* Note de Mlle **YVONNE HÉNO**, présentée par M. Francis Perrin.

L'auteur traite le problème de l'émission après $n-1$ transferts d'excitation entre atomes ou molécules identiques et montre que la forme de la raie d'émission est donnée par le dénominateur $[(k-k_0)^2+(\gamma_0^2/4)]^n$, d'où résulte une largeur à mi-hauteur de $\gamma_0\sqrt{\sqrt[n]{2}-1}$, soit un affinement, par rapport à la largeur γ_0 de la raie d'émission simple.

Dans un article récent (1), la théorie des processus radiatifs, dans son ensemble, a été reprise par une méthode élémentaire. Celle-ci a permis d'établir de façon univoque des expressions convergentes pour les éléments de matrice qui doivent être calculés dans chaque cas particulier. La masse a été renormalisée. On s'est placée en « représentation à niveaux déplacés » et les états virtuels

ont été éliminés par une transformation canonique. Enfin, les résultats ont été groupés dans des tableaux constituant une sorte de formulaire.

Parmi les applications traitées, l'une d'elles que l'on désigne souvent sous le nom de diffusion multiple, a trait à des phénomènes de transferts d'excitation entre atomes identiques. Le problème peut être schématisé de la façon suivante : Initialement, un atome est excité, alors que les autres, supposés identiques, sont à l'état fondamental. Cet atome se désexcite en émettant un quantum. Ce quantum est absorbé par un atome voisin qui s'excite à son tour, revient à l'état fondamental en émettant un quantum qu'un troisième atome absorbe et ainsi de suite jusqu'à ce qu'un dernier atome émette le quantum qui est recueilli par l'appareil de mesure. Ce problème fait intervenir des états intermédiaires qui ont même énergie que l'état initial, puisque l'énergie totale est indépendante de l'atome excité. On a donc affaire à un phénomène de dégénérescence. Les formules générales de l'article (1) permettent d'obtenir les éléments de matrice à calculer pour le processus à un transfert [diffusion double; deux atomes en jeu]. Nous généralisons ici le résultat au processus à $n-1$ transferts [diffusion multiple d'ordre n; n atomes en jeu] ([2]). Utilisant les mêmes notations, nous trouvons pour la probabilité d'émission du quantum observé après $n-1$ transferts :

$$\mathfrak{P}_{1|0}^{(n)} \simeq \frac{|A|^2}{(k-k_0)^2+\frac{\gamma_0^2}{4}} \qquad (t \gg \gamma_0^{-1}),$$

où : k est l'énergie du quantum émis; k_0 la différence d'énergie $E_a - E_f$ des deux états atomiques en jeu; γ_0, la largeur du niveau qui correspond à l'état atomique excité E_a et où

$$A = \left[K_1 \sum_{\substack{\text{sur tous les termes} \\ \text{tels que } \sum_\alpha i_\alpha = n-1, \\ \text{où } i_\alpha = 0 \text{ ou un entier} \\ \text{positif } \leq n-1}} \; \prod_{\alpha=1 \text{ à } n=1} (H\zeta_0^{(i_\alpha)}\zeta_1 H)_d \right]_{1\,0}.$$

Dans cette expression, où le produit Π dépend de l'ordre des facteurs, $(H\zeta_0^{(i_\alpha)}\zeta_1 H)_d$ est une expression symbolique :

1° Si $i_\alpha \neq 0$ et 1,

$$(H\zeta_0^{(i_\alpha)}\zeta_1 H)_d = \left(H \frac{\zeta_1 - \zeta_0 - (E_1 - E_0)\left(\frac{\partial \zeta}{\partial E}\right)_{E=E_0} - \ldots - \frac{(E_1-E_0)^{i_\alpha - 1}}{(i_\alpha - 1)!}\left(\frac{\partial^{(i_\alpha - 1)}\zeta}{\partial E^{i_\alpha - 1}}\right)_{E=E_0}}{(E_1 - E_0)^{i_\alpha}} H \right)_d,$$

sauf si $\alpha = n-1$, auquel cas : $(H \quad H)_d$ est remplacé par $(H \quad K_1)_d$.

2° Si $i_\alpha = 1$,

$$(H\zeta_0^{(i_\alpha)}\zeta_1 H)_d = \left(H \frac{\zeta_1 - \zeta_0}{E_1 - E_0} H \right)_d,$$

sauf si $\alpha = n - 1$, auquel cas : $(\mathrm{H} \quad \mathrm{H})_d$ est remplacé par

$$\left(\mathrm{H}\,\frac{\zeta_1-\zeta_0}{\mathrm{E}_1-\mathrm{E}_0}\,\mathrm{K}_1-\frac{1}{2}\,\mathrm{Q}_1\,\zeta_0^2\,\mathrm{Q}_1\right)_d,$$

3° Si $i_\alpha = 0$,

$$(\mathrm{H}\,\zeta_0^{(i_\alpha)}\zeta_1\,\mathrm{H})_d = (\mathrm{K}_2+\mathrm{K}_1\zeta_0\mathrm{K}_1)_d \equiv (\mathrm{H}_2+\mathrm{H}\zeta_0\mathrm{H})_d.$$

$\zeta_{\substack{1\\0}}$ désigne la distribution

$$\lim_{t\to\infty}\frac{1-e^{it\left(\mathrm{E}_{\substack{1\\0}}-\mathrm{E}_2\right)}}{\mathrm{E}_{\substack{1\\0}}-\mathrm{E}_2}\approx\lim_{\sigma\to 0}\frac{1}{\mathrm{E}_{\substack{1\\0}}-\mathrm{E}_2+i\sigma}.$$

E_0 et E_1 sont respectivement l'énergie totale, c'est-à-dire celle du champ de matière augmentée de celle du champ de rayonnement, de l'état initial et de l'état final.

K_1 et K_2 désignent les interactions produisant des transitions réelles, Q_1, celles produisant des transitions virtuelles. $\mathrm{H} = \mathrm{K}_1 + \mathrm{Q}_1$.

d signifie diagonal par rapport à l'énergie.

Les termes en $-(1/2\,\mathrm{Q}_1\,\zeta_0^2\,\mathrm{Q}_1)_d$ sont des termes de renormalisation; ils retranchent des divergences dans des termes que nous n'avons pas écrits ici parce qu'ils ne sont pas composés uniquement de transferts d'excitation.

On remarquera que dans les produits II, le premier élément de matrice à droite est de la forme : $(\mathrm{H}\,\mathrm{K}_1)_d$ ou $(\mathrm{K}_2+\mathrm{K}_1\zeta_0\mathrm{K}_1)_d$, ce qui signifie que le premier processus est toujours un processus réel.

Si l'on tient compte des phénomènes d'amortissement, les $\mathrm{E}_{\substack{1\\0}}$ sont remplacés par : $\mathrm{E}_{\substack{1\\0}} - i\left(\gamma_{\substack{1\\0}}/2\right)$ et les fonctions $\zeta_{\substack{1\\0}}$ sont remplacées par des fonctions

$$\mathrm{N}_{\substack{1\\0}} = \lim_{\sigma\to 0}\frac{1}{\mathrm{E}_{\substack{1\\0}}-\mathrm{E}_2-i\frac{\gamma_{\substack{1\\0}}}{2}+i\frac{\gamma_2}{2}+i\sigma}.$$

Dans le cas présent, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0$ (états fondamentaux) et par suite $\mathrm{N}_1 \equiv \zeta_1$.

Nous avons, par exemple, pour la diffusion d'ordre 3

$$\begin{aligned}\mathrm{A} = \Bigg[\mathrm{K}_1\Bigg\{&\left(\mathrm{H}\,\frac{\mathrm{N}_1-\mathrm{N}_0-\left(\mathrm{E}_1-\mathrm{E}_0+i\frac{\gamma_0}{2}\right)\left(\frac{\partial\mathrm{N}}{\partial\mathrm{E}}\right)_{\mathrm{E}_0}}{\left(\mathrm{E}_1-\mathrm{E}_0+i\frac{\gamma_0}{2}\right)^2}\,\mathrm{H}\right)_d(\mathrm{H}_2+\mathrm{H}\mathrm{N}_0\mathrm{H})_d\\&+(\mathrm{H}_2+\mathrm{H}\mathrm{N}_0\mathrm{H})_d\left(\mathrm{H}\,\frac{\mathrm{N}_1-\mathrm{N}_0-\left(\mathrm{E}_1-\mathrm{E}_0+i\frac{\gamma_0}{2}\right)\left(\frac{\partial\mathrm{N}}{\partial\mathrm{E}}\right)_{\mathrm{E}_0}}{\left(\mathrm{E}_1-\mathrm{E}_0+i\frac{\gamma_0}{2}\right)^2}\,\mathrm{K}_1\right)_d\\&+\left(\mathrm{H}\,\frac{\mathrm{N}_1-\mathrm{N}_0}{\mathrm{E}_1-\mathrm{E}_0+i\frac{\gamma_0}{2}}\,\mathrm{H}\right)_d\left(\mathrm{H}\,\frac{\mathrm{N}_1-\mathrm{N}_0}{\mathrm{E}_1-\mathrm{E}_0+i\frac{\gamma_0}{2}}\,\mathrm{K}_1\right)_d\Bigg\}\Bigg]_{1\,|\,0}\end{aligned}$$

où nous avons laissé de côté les termes de renormalisation.

Si l'on explicite les éléments de matrice à l'approximation dipolaire non relativiste, et si l'on suppose que les orbitales électroniques d'atomes différents ne se recouvrent pas, on trouve que la dépendance de A à k est de la forme :

$$\frac{f^{(3)}(k_0, r_{12}, r_{23})}{\left(k - k_0 + i\frac{\gamma_0}{2}\right)^2},$$

où $f^{(3)}$ dépend essentiellement de k_0 et des distances respectives r_{ij} entre les atomes, mais ne dépend pratiquement pas de k.

On en déduit pour la probabilité d'émission :

$$\mathcal{P}^{(3)}_{1|0} \simeq \frac{|f^{(3)}|^2}{\left[(k-k_0)^2 + \frac{\gamma_0^2}{4}\right]^3}.$$

A l'ordre n, on obtiendrait avec la même approximation :

$$\mathcal{P}^{(n)}_{1|0} \simeq \frac{|f^{(n)}(k_0, r_{12}, r_{23}, \ldots, r_{n-1\,n})|^2}{\left[(k-k_0)^2 + \frac{\gamma_0^2}{4}\right]^n}.$$

On voit apparaître non pas le dénominateur caractéristique de la raie de Lorentz : $(k - k_0)^2 + (\gamma_0^2/4)$ mais sa puissance $n^{\text{ième}}$. Il en résulte que la largeur à mi-hauteur de la raie d'émission est de $\gamma_0\sqrt{\sqrt[n]{2} - 1}$. La raie est donc affinée de $100\sqrt{\sqrt[n]{2} - 1}$ %. Ceci est conforme à la quatrième relation d'incertitude.

(1) E. Arnous et Y. Héno, *Le Journal de Physique et de Radium*, 1958, (sous presse).

(2) Les résultats obtenus sont valables pour le cas des molécules. Pour simplifier, nous parlerons seulement du cas des atomes.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur la nature des solutions de bromure de potassium dans le nitrate de lithium fondu.* Note de MM. **Yves Doucet** et **Michel Bizouard**, présentée par M. Eugène Darmois.

La courbe cryométrique expérimentale des solutions de bromure de potassium dissous dans le nitrate de lithium fondu, tracée jusqu'à la concentration eutectique, diffère de la courbe théorique. Mais l'écart est faible et le calcul des coefficients d'activité du solvant et du sel dissous montre que ces solutions sont « strictement régulières ».

Les mesures de l'abaissement du point de solidification des solutions de bromure de potassium dans le nitrate de lithium fondu ont déjà été faites par A. J. Leduc (1) au début de l'étude des sels fondus dans notre Laboratoire. Il trouvait que les solutions étaient pratiquement idéales.

Nous avons repris cette étude d'une façon beaucoup plus précise.

Le nitrate de lithium est un produit Merck pur. Il cristallise avec trois molécules d'eau et est très hygroscopique. Des précautions spéciales sont nécessaires pour la pesée du sel sec. La température est prise, comme dans nos mesures précédentes ([2]) par un couple platine-platine rhodié étalonné aux points triples de l'eau et de l'acide benzoïque et aux points de fusion de l'étain et du bichromate de potassium. La profondeur d'immersion est constante. L'agitation est réalisée par un anneau de platine animé d'un mouvement vertical. La f. é. m. est partiellement équilibrée par un potentiomètre et la partie résiduelle, inférieure à un millivolt, est dirigée sur un potentiomètre enregistreur Meci. La courbe de solidification est ainsi tracée à la précision *reproductible* du microvolt. On s'est ainsi aperçu que le point de fusion du nitrate de lithium pur s'abaissait si le sel était porté à plus de 300°C. Il faut penser qu'il y a un commencement de décomposition thermique et un effet cryométrique des produits de dissociation. Par la suite, nous n'avons jamais dépassé la température de 270°C.

On peut estimer qu'il n'y a pas d'erreur systématique sur la température. C'est la mesure de la concentration qui amène une dispersion des résultats. Nous déterminons quatre ou cinq points seulement de la courbe cryométrique par additions successives de bromure de potassium dans un même creuset en allant jusqu'aux plus grandes concentrations. Puis avec un deuxième creuset, on parcourt à nouveau toute la courbe en intercalant les points entre les précédents.

Les résultats expérimentaux sont donnés ci-dessous. La molalité de KBr est notée m, et T est la température en degré Kelvin du point de solidification commençante, en absence de surfusion.

m........	0	0,2557	0,6229	1,0786	1,1876	1,5277
T........	525,83	522,90	518,94	514,28	511,98	510,03
m........	1,8831	2,4120	2,8434	3,2538	3,7028	3,9722
T........	506,12	501,61	498,25	495,23	491,75	490,58

Si les solutions sont idéales la fraction molaire du solvant N_1 est liée à la température d'équilibre T par la relation de Schröder-Van Laar. Pour tenir compte de la dissociation totale du sel dissous et aussi du sel solvant, nous faisons intervenir la formule de Haase ([3]) qui donne ici :

$$\mathrm{Ln}\, N_1^2 = \int_{T_0}^{T} \frac{L}{RT^2}\, dT.$$

D'après Plato ([4]) la chaleur molaire de fusion est 6 102 cal. Elle est pratiquement indépendante de la température T, car Goodwin et Kalmus ([5]) donnent $c_s = 0{,}387$ (à 210°) et $c_l = 0{,}390$ (à 280°). Nos mesures donnent pour la température de fusion du sel pur : $T_0 = 525{,}83$ K. En fin de compte, on a

$$\mathrm{Ln}\, N_1^2 = 5{,}840 - \frac{3\,071}{T}.$$

Toutes les valeurs expérimentales se placent légèrement au-*dessous* de la droite $\text{Ln}\, N_1^2 = f(1/T)$. C'était le contraire pour les solutions de chlorure de potassium dans le même solvant déjà étudiées au Laboratoire. La différence des ordonnées, pour une valeur donnée de $1/T$, représente le double du logarithme du coefficient d'activité moyen des ions du solvant :

$$2\,\text{Ln}\, f_1 = (\text{Ln}\, N_1^2)_{\text{idé}} - (\text{Ln}\, N_1^2)_{\text{exp}}.$$

Ce coefficient d'activité reste voisin de l'unité, aussi, pour calculer le coefficient d'activité du sel dissous, y a-t-il intérêt à s'adresser à un développement en série. On a pour les solutions idéales, en désignant par θ l'abaissement cryométrique :

$$\text{Ln}\, N_1^2 = -\frac{\theta}{90}\left(1 + \frac{\theta}{526}\right).$$

D'autre part θ et N_2 sont liés par la relation *expérimentale*

$$\frac{\theta}{N_2} = 180 - 73\, N_2.$$

(La droite idéale serait $\theta/N_2 = 180 + 28{,}8\, N_2$).

On trouve ainsi :

$$\text{Ln}\, f_1 = 0{,}563\, N_2^2 + 0{,}278\, N_2^3.$$

La relation de Gibbs-Duhem donne, pour le coefficient d'activité moyen dissymétrique des ions K et Br :

$$\text{Ln}\, \gamma_2 = 0{,}980\, N_1^2 - 0{,}278\, N_1^3 - 0{,}702.$$

N_2	0	0,05	0,10	0,15	0,20
f_{LiNO_3}	1	1,00	1,006	1,014	1,025
γ_{KBr}	1	0,994	0,895	0,848	0,805

On sait que l'entropie d'excès est nulle si les logarithmes des coefficients d'activité sont de la forme

$$RT\, \text{Ln}\, f_1 = W N_2^2.$$

Le long de la courbe cryométrique N_2 et T sont liés, en première approximation, par la relation

$$T_0 - T = \frac{RT_0^2}{L} N_2,$$

ce qui donne

$$\text{Ln} f_1 = \frac{W}{RT_0} N_2^2 + \frac{W}{L} N_2^3.$$

La relation empirique obtenue plus haut correspond donc à des solutions « strictement régulières » pour lesquelles l'écart à l'idéalité est seulement d'origine enthalpique. Le terme principal de $\text{Ln}\, f_1$ donne

$$W = 588 \text{ cal}.$$

Ainsi la dissolution de KBr à la concentration N_2 dans $LiNO_3$ provoque un changement des interactions ioniques qui se traduit par une variation d'enthalpie molaire valant en calories :

$$\overline{H}_1 - H_{01} = 588 N_2^2.$$

Le terme en N_2^2 donnerait une valeur différente à W. Mais le facteur 0,278 est un terme correctif que la précision ds nos mesures ne permet pas de fixer avec certitude.

(1) J. A. Leduc, *Thèse*, Dijon, 1953.
(2) Y. Doucet et M. Bizouard, *Compets rendus*, 242, 1956, p. 2137.
(3) R. Haase, *Z. Naturf.*, 8*a*, 1953, p. 380.
(4) Plato, *Z. Phys. Chem.*, 58, 1907, p. 350.
(5) Goodwin et Kalmus, *Phys. Rev.*, 28, 1909, p. 1.

ÉLECTRICITÉ. — *Expérience à Orly sur la production d'un champ électrique artificiel.* Note de MM. **Marcel Pauthenier** et **Lucien Demon**, présentée par M. Eugène Darmois.

Nous nous sommes proposé d'entretenir au-dessus du sol un nuage de sphérules électrisées de même signe. Ce nuage, naturellement en expansion, entretient entre lui et le sol une pluie de particules électrisées.

La méthode employée est basée sur un principe très analogue à celui des générateurs de haute tension étudiés antérieurement [1] à cela près que, dans le cas actuel, les poussières sont indéfiniment renouvelées, et que le collecteur est remplacé par une région étendue de l'atmosphère ambiante.

Dispositif expérimental. — Une plate-forme mobile porte une soufflerie S qui envoie dans un cylindre vertical T d'environ 7 m de haut un courant d'air de vitesse V. Un distributeur A fournit régulièrement à la soufflerie un débit connu et réglable de particules solides (sphérules vitrifiées provenant de l'électrofiltre d'une centrale électrique thermique). Un peu avant la *sortie* de T est monté un ioniseur B à 19 tubes hexagonaux verticaux de hauteur h (*fig.* 1). Dans l'axe de chacun des tubes est tendu un fil métallique fin porté à environ. 20 kV continu (-) La sortie du tube T porte un demi-tore conducteur D destiné à éviter la contre-émission des bords du tube vers le nuage électrisé. Par temps de brume, D peut être chauffé pour éviter les gouttes en pointe [2]. Cet appareil a été très bien réalisé, sur nos données, par M. Olivier, Ingénieur des Ponts et Chaussées.

Bref rappel théorique. — On sait que, dans le champ ionisé radial E sensiblement constant qui règne dans chaque tube, une sphérule de rayon a acquiert asymptotiquement la charge limite $3Ea^2$ (notre verre, dans l'air

humide, se comporte comme un conducteur), de sorte que le débit de particules électrisées émis par l'appareil correspond, pour des particules égales, au courant électrique

$$I = B\frac{9Em_1}{4\pi\delta a} \quad \text{u. é. s. C. G. S.},$$

où m_1 g/s caractérise le débit de matière divisée à travers l'ioniseur, et le rayon a la division de la matière; $\delta = 5/2$ est la masse spécifique, $E = 10$ u. é. s. le champ.

Le coefficient $B < 1$, non explicité ici, correspond au fait que d'une part une faible proportion des particules est précipitée dans l'ioniseur, et que d'autre part l'ioniseur est trop court pour que la charge limite $3Ea^2$ soit pratiquement atteinte ($h = 30$ cm; $V = 5.10^3$ cm/s; durée d'acquisition de la demi-charge $\tau = 4\,r/k\text{E}$ à la distance r de l'axe; ici $r_{\text{moy}} = 3{,}1$ cm, $\tau = 2{,}4.10^{-3}$ s).

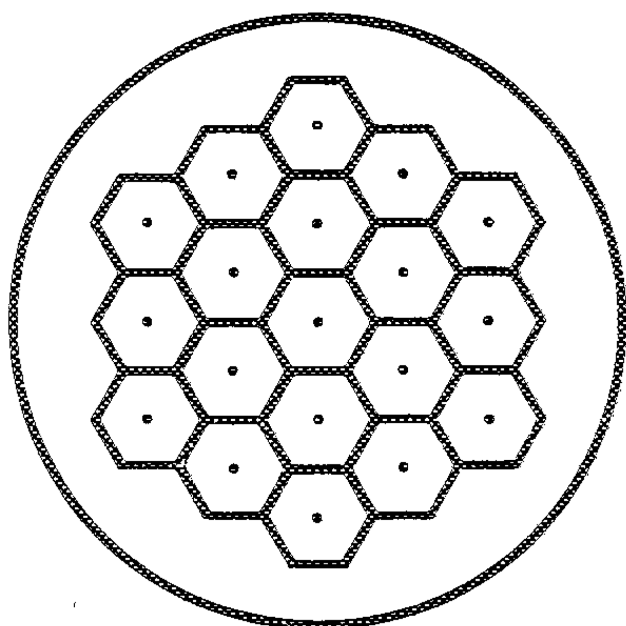


Fig. 1.

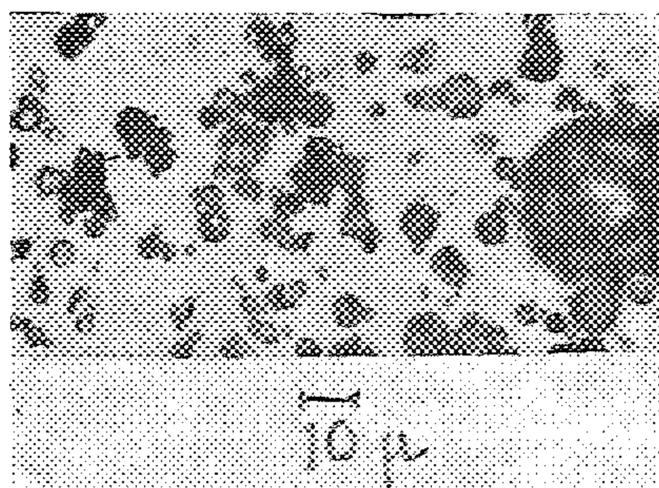


Fig. 2.

Premiers résultats expérimentaux. — *a. Courant électrique particulaire.* — L'ioniseur est trop court : $B = 0{,}65$; le débit de particules est insuffisant : $m_1 = 86$ g/s ($17{,}5$ g/m^3), et les particules trop grosses

$$I_{\text{mes.}} = 80\,\mu\text{A};$$

ce courant correspond à un rayon moyen $a = 6\,\mu$; mais dans la poussière brute utilisée, 26 % des particules ont $a > 60\,\mu$ (*fig.* 2).

Avec une géométrie comparable, un générateur de haute tension donnerait, dans des conditions physiques beaucoup plus sévères, un courant plus de dix fois supérieur.

b. Champ électrique ambiant. — Même par temps dit calme il règne toujours un vent horizontal u (en général faible par temps de brume :

c'est essentiellement le cas que nous voulons étudier). Le courant ascendant (vitesse V) plafonne pratiquement à la cote H (ici une quarantaine de mètres); le jet initial est entraîné horizontalement à la vitesse *u*. L'expansion de la colonne électrisée accompagne cette translation.

Sous le vent, et au niveau du sol, où le champ électrique G est minimum, nous avons trouvé à 80 m de la source (longueur maximum de nos câbles),

$$G_m = 25\,000 \text{ V/m}$$

mesuré avec le voltmètre de champ de M. Demon [3].

Il est curieux de constater que si nous admettons le cas simplifié d'une colonne de particules électrisées de cote $H = 4.10^3$ cm, entraînée à la vitesse horizontale $u = 3.10^2$ cm/s (cas expérimental), la théorie des images électriques donnerait *au sol* G_m par la formule simple

$$G_m = \frac{4I}{uH} = 0{,}8 \text{ C. G. S.} = 240 \text{ V/cm},$$

dans certaines limites et en première approximation indépendant de l'expansion.

Nous ne voulons voir dans cette heureuse coïncidence qu'un argument favorable à la cohérence de l'ensemble des mesures.

Des expériences sur le terrain en cette saison, et conditionnées par les jours favorables (vitesse *u* en particulier) entraînent malheureusement des lenteurs.

Mais, indépendamment du but poursuivi [4] (balayage des brouillards), ces résultats nous ont paru intéressants en eux-mêmes.

(1) M. Pauthenier, *Rev. Gén. Électr.*, 45, 1939, p. 583-595.
(2) M. Pauthenier, L. Demon et G. Duhaut, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 1431, et *Rev. Gén. Électr.*, 1950, p. 133-136.
(3) L. Demon, *J. Rech. du C. N. R. S.*, n° 24, 1953.
(4) M. Pauthenier et N. Loutfollah, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 953.

ÉLECTRICITÉ. — *Influence de la concentration et de la température des solutions sur les caractéristiques de la décharge par étincelle cathodique entre une solution électrolytique et une cathode métallique.* Note (*) de M. Ahmad Banège-Nia, présentée par M. Eugène Darmois.

Comme suite aux deux précédentes Notes [1], [2]; notre dispositif expérimental étant toujours le même, nous nous proposons ici de déterminer l'influence de la concentration et celle de la température du bain sur les caractéristiques, dans l'air, sous la pression atmosphérique, de la décharge par étincelle que nous avons définie précédemment. Disons tout de suite que cette

influence est seulement quantitative; en effet, nous avons remarqué, en faisant varier la normalité de la solution de N à N/1 000 et la température de celle-ci de 4° à 55°, que les caractéristiques à quelques exceptions près, pour les températures supérieures à 40° (3), gardaient toujours la même allure.

Influence de la concentration. — Nous avons construit les caractéristiques de cette décharge pour les solutions de ClH et SO_4H_2 dont les normalités allaient de N à N/1000 ainsi que pour les solutions d'acide acétique N et N/10; la longueur de l'étincelle étant de 3 mm et la température du bain voisine de 25°.

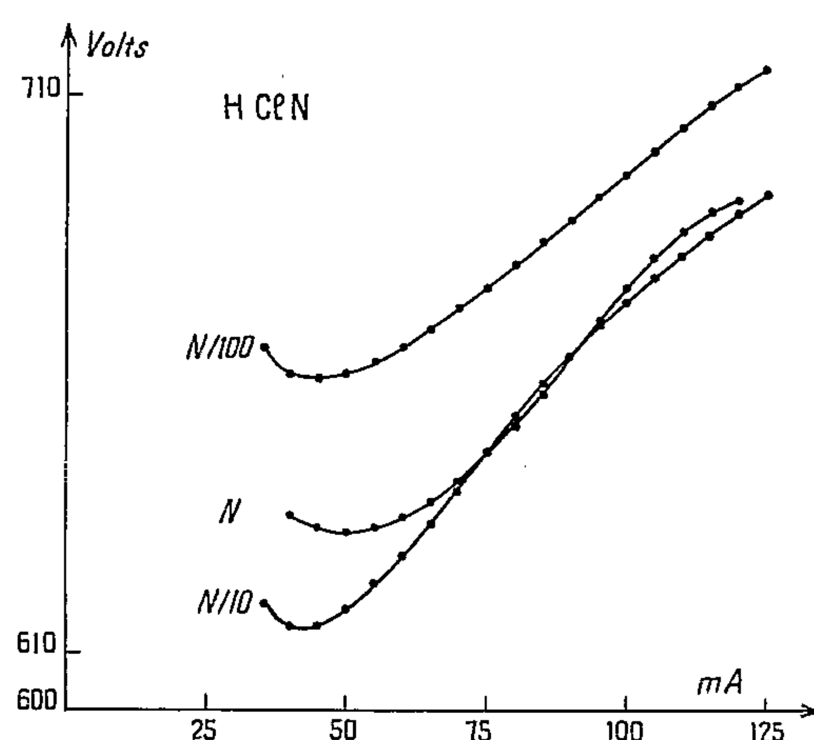


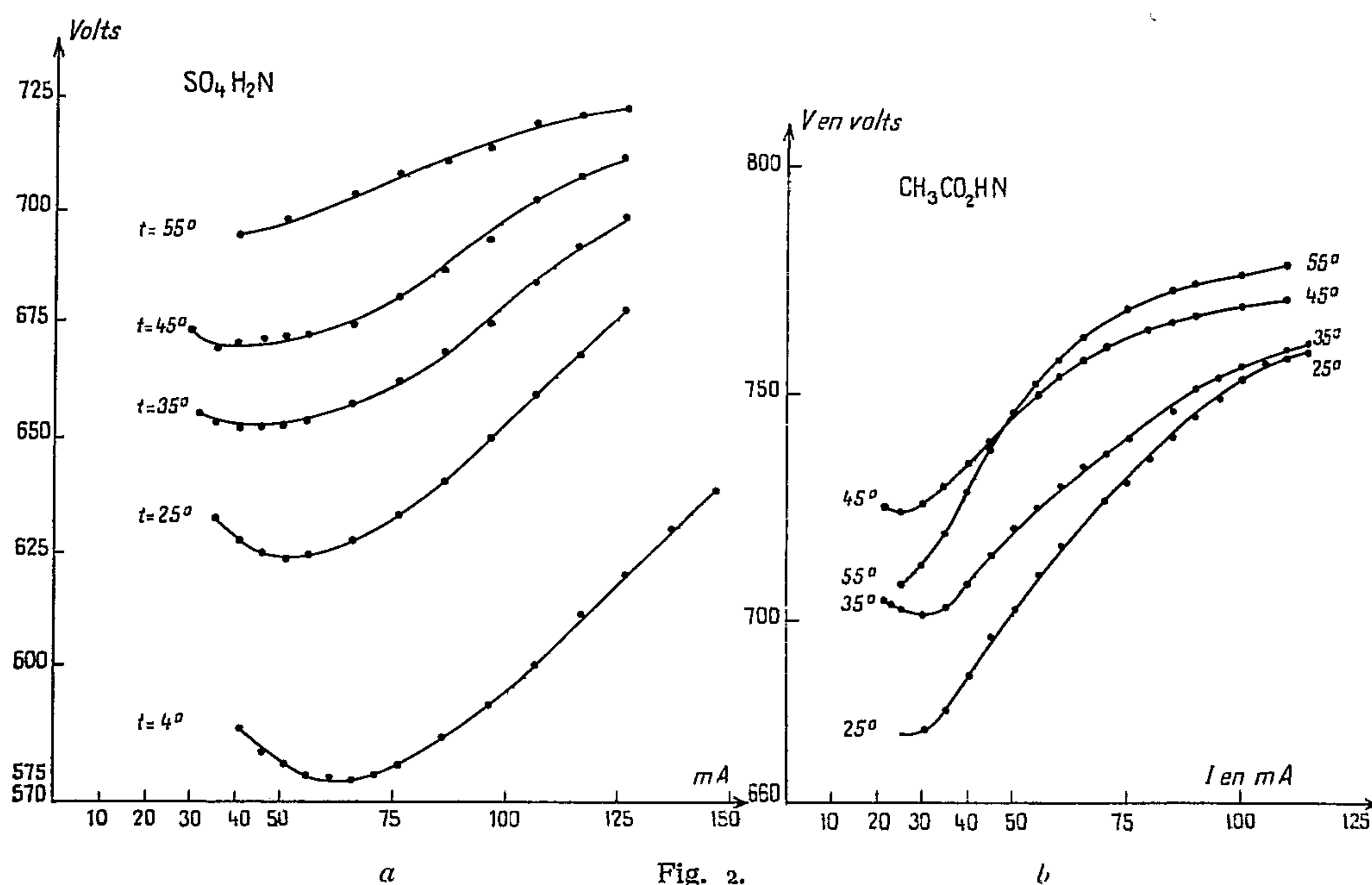
Fig. 1.

Pour ClH N/1 000 ainsi que SO_4H_2 N/1 000, on n'a pas obtenu dans les mesures la reproductibilité prévue; en effet, pour les mêmes valeurs du courant, de la température du bain et de la longueur de l'étincelle, la différence de potentiel entre les électrodes diminue en même temps que la conductibilité de la solution augmente, d'une série de mesures à la suivante; cet écart de la d. d. p. va en diminuant au fur et à mesure que le nombre de mesures faites avec une solution fraîchement préparée augmente, et se stabilise après plusieurs mesures; il serait de l'ordre de 60 V entre les deux premières mesures faites avec une solution qui n'a jamais servi dans la décharge. Nous donnons dans le tableau suivant la caractéristique pour une solution de ClH N/1 000. (Les mesures sont les moyennes d'une dizaine de premières mesures faites avec des solutions qui n'avaient jamais été soumises à une décharge.) Et d'autre part, nous avons tracé sur la figure 1 les caractéristiques

I(mA)......	30	35	40	45	50	55	65	75	85	95	105	115
V (volts)....	783	784	786	795	798	807	823	838	852	867	888	905

pour les solutions de ClH : N, N/10, N/100 afin qu'on puisse les comparer. On voit que, pour les solutions N et N/10 les caractéristiques sont aux erreurs de mesures près identiques; tandis que pour une solution N/100, pour la même

longueur d'étincelle et le même courant, la tension est plus élevée, bien que cet écart de la d. d. p. entre les électrodes soit du même ordre de grandeur que la précision des mesures cependant il existe car nous avons remarqué dans toutes nos mesures un écart toujours dans le même sens; cet écart de potentiel est grand pour une solution N/1 000 et dépasse très nettement la précision des mesures.



a Fig. 2. *b*

2. *Influence de la température du bain.* — Lorsqu'on maintient dans la décharge la longueur de l'étincelle et la d. d. p. entre les électrodes constantes, on constate qu'en chauffant la solution anodique le courant diminue et pour le maintenir constant, il faut augmenter la d. d. p. entre les électrodes. Cette variation du courant de décharge en fonction de la température n'est pas due à la variation de la chute ohmique dans la portion de la solution qui sépare le fil de platine par lequel arrive le courant de la surface qui est en regard de la cathode; car d'une part le sens de la variation en fonction de la température de cette chute ohmique n'est pas celui dans lequel il faut faire varier la d. d. p. pour maintenir le courant constant lorsque la température du bain varie, et d'autre part nous avons toujours tenu compte de la chute ohmique dans la solution quand elle n'était pas négligeable. Nous avons construit les caractéristiques de la décharge, la longueur de l'étincelle étant de 3 mm; pour les solutions de SO_4H_2 et ClH dont les normalités allaient de N à N/100 ainsi que pour une solution CH_3CO_2HN; en faisant varier la température du bain de 4 à 55° et nous signalons que la température du bain n'est définie qu'à $\pm 1°,5$ près

et par ailleurs la portion de la solution qui est située en regard de la cathode est un peu plus chaude (car cette région est chauffée par le rayonnement de la cathode ainsi que par l'énergie, due à la chute anodique, qui est le produit du courant par la chute anodique et l'on ne peut agiter efficacement la solution sans perturber la décharge).

A partir de ces caractéristiques nous avons déterminé le coefficient de température α qui désigne la variation de la d. d. p. entre les électrodes, lorsqu'en maintenant la longueur de l'étincelle et l'intensité du courant constantes, on augmente la température de la solution d'un degré. α est un coefficient positif qui pour les électrolytes forts que nous avons étudiés semble être indépendant de la nature de l'électrolyte et de l'intensité du courant; sa variation avec la concentration serait faible. On peut voir sur la figure 2 le réseau de caractéristiques, en fonction de la température, d'une solution de SO_4H_2 N (*fig.* 2 *a*) et une solution de CH_3CO_2H N (*fig.* 2 *b*); il ne semble pas que les caractéristiques de cette dernière solution dépendent de la température du bain.

(*) Séance du 27 janvier 1958.
(1) A. Banège-Nia, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1421.
(2) A. Banège-Nia, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 601.
(3) A. Banège-Nia, *Diplôme d'études*, Paris, avril 1977.

ÉLECTRONIQUE. — *Sur la réalisation d'un fluxmètre électronique photoélectrique.* Note (*) de M. **Michel Sauzade**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Une méthode intéressante pour mesurer une induction magnétique consiste à intégrer la loi de Faraday à l'aide d'un appareil électronique. Les montages classiques présentent malheureusement une plage d'incertitude due au bruit de fond dont le niveau qui varie de 1 à 20 μV suivant les réalisations, est réellement excessif. C'est ce qui donne de l'intérêt à un dispositif photoélectrique proposé initialement par Edgard (1).

La bobine dans laquelle se développe le flux attaque un galvanomètre dont la déviation est traduite en tension par des photo-cellules qui commandent elles-mêmes un amplificateur à courant continu et à contre-réaction. Le but de cette contre-réaction qui peut être capacitive (4) et (5) ou inductive (1), (2) et (3) est de faire travailler le galvanomètre aux environs de sa position d'équilibre. Le niveau d'entrée minimum aux bornes de la bobine, alors limité par le bruit de fond des cellules, peut descendre avec un bras optique suffisant à quelques millimicrovolts.

Nous étudions ici une réalisation de ce principe mettant en œuvre une contre-réaction *capacitive* suivant le schéma de la figure 1.

Les équations de ce montage sont les suivantes :

$$\mathrm{I}\frac{d^2\theta}{dt^2}+\left(f+\frac{\Phi_0^2}{\rho}\right)\frac{d\theta}{dt}+\Gamma\theta=\frac{\Phi_0}{\rho}e,$$

$$\mathrm{G}\theta=i_1 r_\mathrm{A}+\frac{1}{\mathrm{C}}\int_0^t i_1\,dt+\mathrm{V}_2,$$

$$i_1=\frac{\mathrm{V}_2}{\mathrm{R}}-i_2,\qquad e=\mathrm{V}_1-\mathrm{V}_2=10^{-8}\mathrm{NS}\frac{d\mathrm{B}}{dt}-\mathrm{V}_2,$$

I moment d'inertie du galvanomètre; f amortissement mécanique; Γ constante de torsion; Φ_0 flux dans l'entrefer du galvanomètre; ρ résistance du cadre; r_A résistance de sortie de l'amplificateur; G gain de l'amplificateur; NS surface effective de la bobine exploratrice; B induction à mesurer.

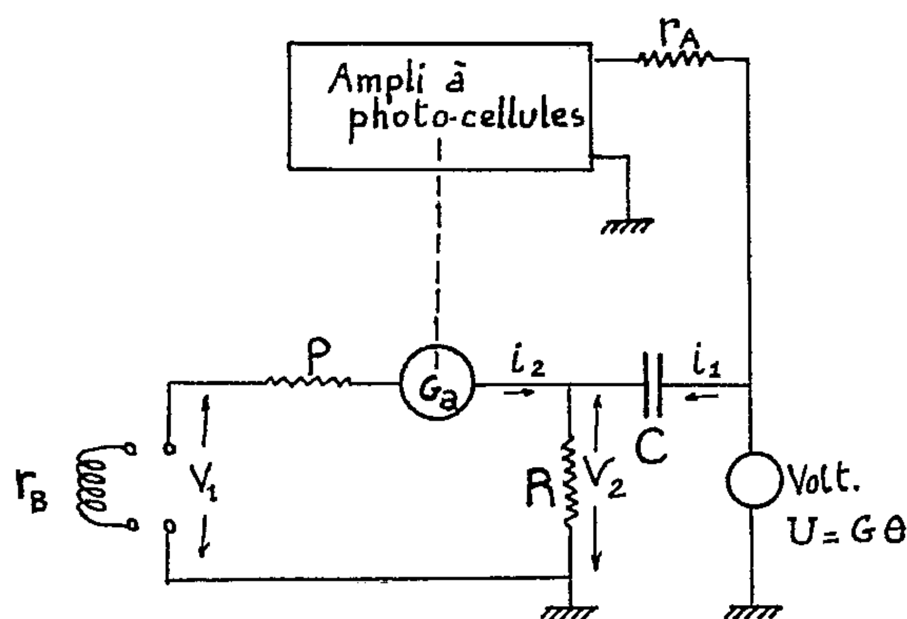


Fig. 1.

L'équation générale du système s'écrit en posant

$$a^2=(\rho+r_\mathrm{B})(\mathrm{R}+r_\mathrm{A})+\mathrm{R}r_\mathrm{A},\qquad b=\rho+r_\mathrm{B}+\mathrm{R}$$

et en négligeant le terme $f\mathrm{C}a^2/\Phi_0$ devant $b\mathrm{I}/\Phi_0$ et le terme $\Gamma\mathrm{C}a^2/\Phi_0$ devant GCR

$$(1)\qquad \frac{\mathrm{IC}a^2}{\Phi_0}\frac{d^3\theta}{dt^3}+\frac{b\mathrm{I}}{\Phi_0}\frac{d^2\theta}{dt^2}+\left[\mathrm{GCR}+\frac{b}{\Phi_0}\left(f+\frac{\Phi_0^2}{\rho}\right)\right]\frac{d\theta}{dt}+\frac{b\Gamma\theta}{\Phi_0}$$
$$=10^{-8}\mathrm{NS}\frac{d\mathrm{B}}{dt}+\mathrm{C}(r_\mathrm{A}+\mathrm{R})\,10^{-8}\mathrm{NS}\frac{d^2\mathrm{B}}{dt^2}.$$

En utilisant un galvanomètre dont le couple $\Gamma\theta$ est assez faible, on peut, dans certaines conditions (*voir* paragraphe 4), négliger le terme en θ, et, par suite, intégrer l'équation (1).

Lorsque le galvanomètre a atteint sa position d'équilibre

$$\left(\frac{d^2\theta}{dt^2}=\frac{d\theta}{dt}=\frac{d\mathrm{B}}{dt}=0\right),$$

nous avons la relation

$$\left[\mathrm{CR} + \frac{b}{\Phi_0 \mathrm{G}}\left(f + \frac{\Phi_0^2}{\rho}\right)\right] \mathrm{G}\theta = 10^{-8}\mathrm{NS}(\mathrm{B} - \mathrm{B}_0)$$

La tension de sortie $\mathrm{G}\theta$ de l'amplificateur est donc proportionnelle à la variation d'induction.

Le terme $b/\Phi_0\mathrm{G}[f + (\Phi_0^2/\rho)]$ est négligeable si la résistance de la bobine exploratrice n'est pas trop grande, la précision de l'intégration ne dépend donc pas du gain de l'amplificateur.

2. Nous avons construit un fluxmètre d'après les principes précédents; nous utilisons un galvanomètre immergé antivibratoire (Sefram TS 4 D) ce qui réduit considérablement l'influence des perturbations mécaniques et une cellule différentielle photorésistive au sulfure de cadmium ([6]). L'utilisation d'une cellule différentielle supprime tout système optique et simplifie grandement le dispositif mécanique, ce type de cellule qui a de plus l'avantage d'être très sensible, permet un gain élevé (G = 200 000 V/radian). Par ailleurs, il reste facile d'obtenir plusieurs gammes de sensibilité en modifiant le taux de contre-réaction.

La sensibilité maximum est de 100 maxwells par volt de sortie, la contre-réaction met alors en jeu une capacité C de 0,1 μF et une résistance R de 10 ohms. Le bruit de fond des cellules limite le flux mesurable à 10 Max; la dérive est d'environ 30 Max par minute.

3. Le régime transitoire libre du fluxmètre est donné par l'équation

$$\frac{\mathrm{IC}a^2}{\Phi_0}\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{\mathrm{I}b}{\Phi_0}\frac{d\theta}{dt} + \mathrm{GCR} = 0$$

à condition de ne pas tenir compte de l'inertie des cellules. Pour des cellules au sulfure de cadmium, cette inertie ne peut être négligée, aussi avons-nous déterminé expérimentalement le temps de réponse en appliquant une impulsion très courte à l'entrée du fluxmètre.

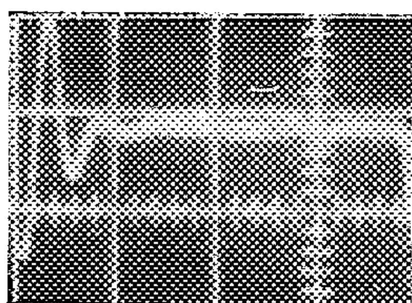


Fig. 2.

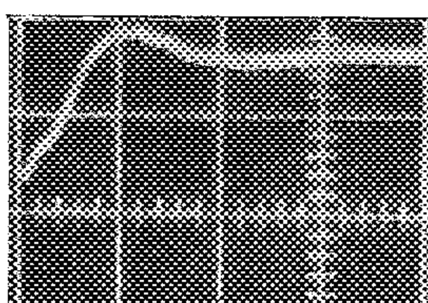


Fig. 3.

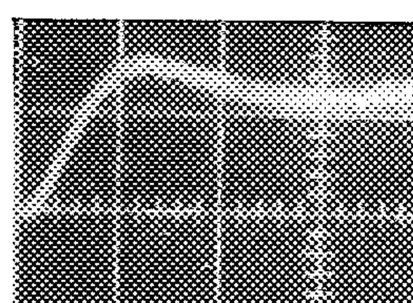


Fig. 4.

Les figures 2, 3 et 4 représentent les réponses de l'appareil à une impulsion de tension (photographiées sur un écran d'oscilloscope), pour des bobines exploratrices de résistance 20, 680 et 2200 Ω. La sensibilité est alors de

100 Max/V; la vitesse de balayage est de 10 ms/cm (le côté d'un carreau de la figure.)

4. On observe une décroissance lente de l'indication du fluxmètre lorsque l'induction finale B reste fixe. Cette imperfection est due à l'existence d'un terme en θ dans l'équation (1). La constante de temps de cette décroissance exponentielle a pour valeur $GCR\Phi_0/b\Gamma$, elle est donc inversement proportionnelle au terme b et dépend donc de la résistance de la bobine exploratrice. Il peut donc être nécessaire de l'augmenter artificiellement en appliquant au galvanomètre une tension de réaction $K\theta$ positive et en phase à l'aide d'un réseau résistif telle qu'on ait $(b\Gamma\theta/\Phi_0) - K\theta = 0$.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(1) R. F. EDGARD, *Trans. Amer. Inst. Eng.*, 56, 1937, p. 805.
(2) P. P. CIOFFI, *Rev. Sc. Instr.*, 21, 1950, p. 624-628.
(3) S. P. KAPITZA, *Zhurnal tekhnichchoy fiziki*, 25, n° 7, juillet 1955, p. 1307-1315.
(4) R. H. DIKE, *Rev. Sci. Instr.*, 19, août 1956, p. 533-534.
(5) R. I. BERGE et C. A. GUDERJAHN, *Electronics*, juillet 1954, p. 147-149.
(6) A. THULIN, *J. Sci. Instr.*, 32, 1955, p. 387-390.

(Laboratoires d'Électronique et de Radio-électricité)
Fontenay aux Roses. R. N. U. R.

OPTIQUE DES ULTRA-HAUTES FRÉQUENCES. — *Sur l'absorption en microondes de quelques mélanges gazeux.* Note de MM. GEORGES BOUDOURIS et DEMÈTRE ILIAS, présentée par M. Eugène Darmois.

L'absorption par des mélanges d'ammoniac avec de l'argon ou du chloroforme a été mesurée à 9 400 Mc/s, 0° C et pour des pressions d'environ 20 à 200 mm Hg ou plus. Une interprétation théorique en première approximation est envisagée.

1. *Dispositif expérimental.* — L'absorption des mélanges $NH_3 + A$ et $NH_3 + CHCl_3$ à $\lambda = 32$ mm (klystron 723 A/B) et 0° C ($20 < p < 200$ mm Hg environ) a été mesurée sur un spectromètre à cavités (1), (2) originalement conçu par M. A. Gozzini de l'Université de Pise et ses collaborateurs, et dont les performances ont été améliorées au moyen de quelques modifications secondaires.

2. *Résultats des mesures.* — L'ammoniac pur (à 99,9 %) absorbe pratiquement suivant la loi $\alpha = \text{Cte}\, p^2$ avec $\alpha = 5.10^{-3}$ np/m à $p = 100$ mm Hg [courbe 100 %, (*fig.* 1)]. Cette absorption est utilisée par la suite comme référence et sert à l'étalonnage relatif de l'appareil.

Les mélanges $NH_3 + A$ donnent, en fonction de la pression, une absorption qui, en échelles log—log, s'exprime pratiquement par des droites parallèles à celle de l'ammoniac et déplacées suivant le titre du mélange. Les résultats sont indiqués par la courbe A de la figure 2 qui donne l'absorption rela-

tive $\alpha_{NH_3}/\alpha_{NH_3+A}$ en fonction de la concentration en ammoniac pour $p = 50$ mm Hg. La précision moyenne des mesures est de l'ordre de 1 %. Tous ces résultats concordent bien avec ceux d'autres auteurs ([3]). Les résultats originaux sur l'absorption des mélanges $NH_3 + CHCl_3$ (chloroforme du commerce) sont

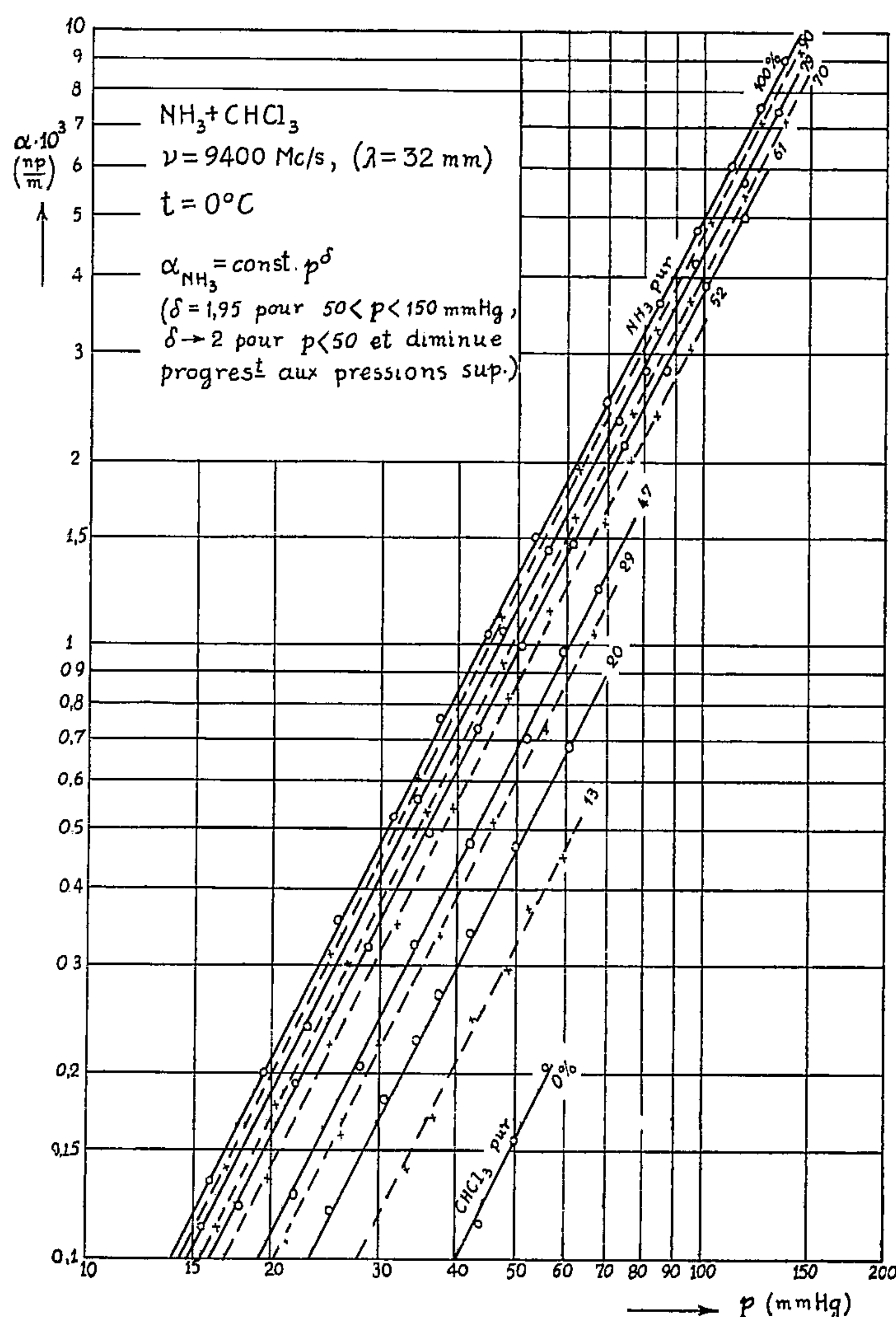


Fig. 1. — Absorption des mélanges ammoniac + chloroforme en fonction de la pression.

indiqués sur la figure 1 (pratiquement réseau des droites parallèles). Les mesures sont pourtant ici plus délicates (condensation des vapeurs du chloroforme dès 61 mm Hg pour 0°C, mélanges pas très stables) mais la précision semble être maintenue de l'ordre de 2 à 3 %. L'absorption relative à 50 mm Hg est donnée par la courbe $CHCl_3$ (*fig.* 2). Cette courbe est différente du cas $NH_3 + A$, les deux gaz du mélange étant maintenant absorbants.

3. *Interprétation des résultats.* — La formule de Van Vleck-Weisskopf ([4]) peut dans notre cas, où l'on a $\nu + \nu_0 > |\nu - \nu_0|$ et $(\Delta\nu) < |\nu - \nu_0|$, se

simplifier en première approximation à $\alpha = Kn(\Delta\nu)$, ν étant la fréquence de travail, ν_0 celle de la résonance centrale du gaz, $\Delta\nu$ la demi-largeur de la raie d'absorption, n le nombre des molécules du gaz absorbant par mètre cube et K une constante (à fréquence, pression et température constantes).

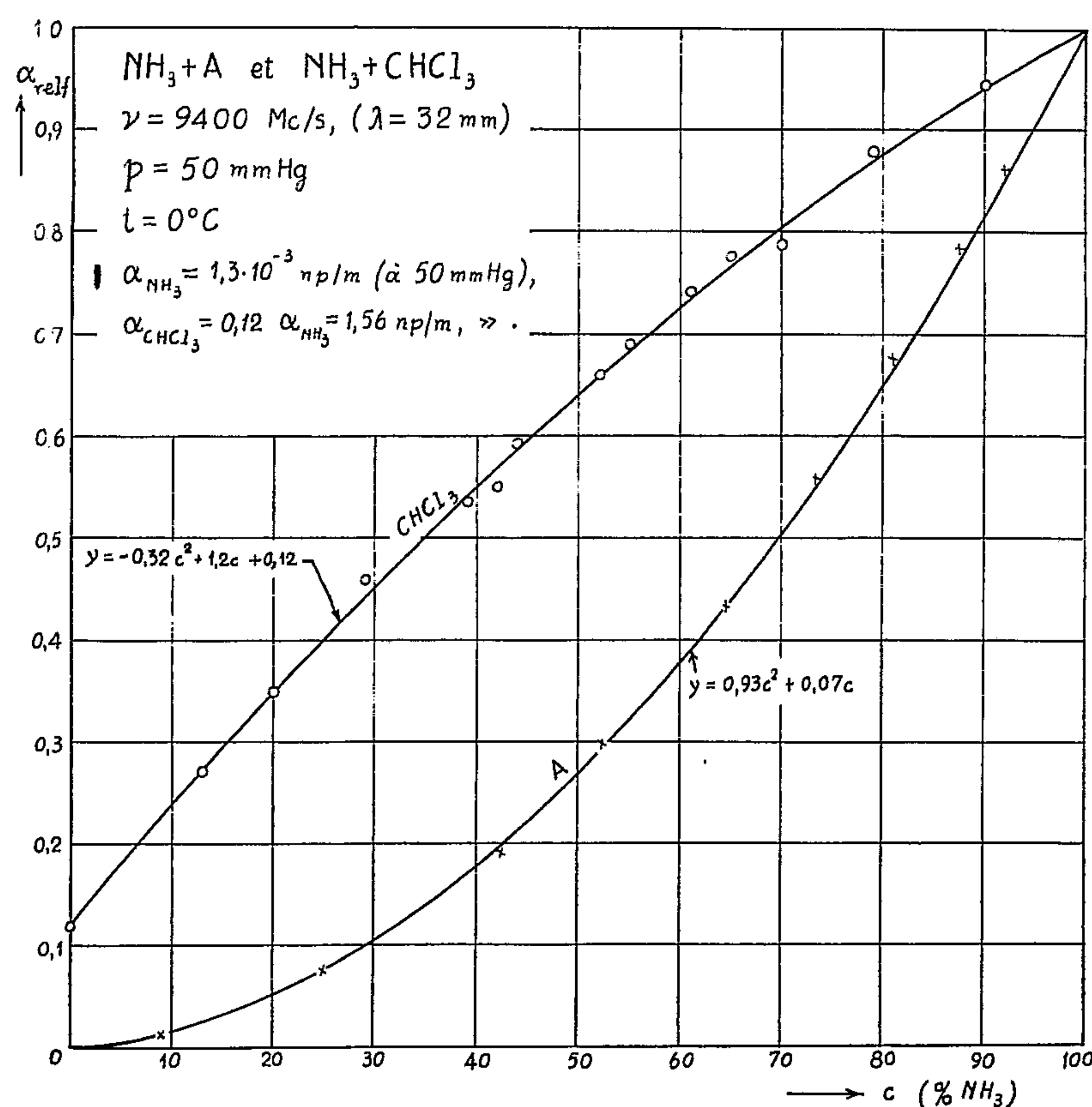


Fig. 2. — Absorption relative des mélanges ammoniac + argon et ammoniac + chloroforme en fonction de la concentration en ammoniac.

Admettons qu'en première approximation les absorptions de deux gaz constituant le mélange s'ajoutent simplement. On aura pour l'absorption du mélange

$$(1) \qquad \alpha = \alpha_1 + \alpha_2 = K_1 N c (\Delta\nu)_1 + K_2 N (1 - c) (\Delta\nu)_2,$$

N étant le nombre de molécules par mètre cube dans le mélange (constant, puisque la pression est supposée constante) et c la concentration par rapport au gaz n° 1 (ammoniac). Or [5] $(\Delta\nu) = 1/\tau = N v\sigma$, τ étant le temps moyen entre deux collisions, v la vitesse relative moyenne de deux molécules en collision, et σ la section efficace de choc d'une molécule par rapport à l'autre. Par conséquent :

$$(2) \qquad (\Delta\nu)_1 = N c v_{11}\sigma_{11} + N(1 - c) v_{12}\sigma_{12}, \quad (\Delta\nu)_2 = N(1 - c) v_{22}\sigma_{22} + N c v_{12}\sigma_{12},$$

les indices 11, 12, 22 ayant une signification évidente.

Introduisons (2) dans (1) et divisons par l'absorption de l'ammoniac pur ($K_1 N^2 \rho_{11} \sigma_{11}$). On trouve pour l'absorption relative $y = \alpha/\alpha_{NH_3}$:

(3) $$y = Ac^2 + Bc + C,$$

avec

(4) $$\begin{cases} A = 1 - (1+K)a_{12} + Ka_{22}, & K = \dfrac{K_2}{K_1}, \\ B = (1+K)a_{12} - 2Ka_{22}, & a_{12} = \dfrac{\rho_{12}\sigma_{12}}{\rho_{11}\sigma_{11}}, \\ C = Ka_{22}, \quad (A+B+C \equiv 1), & a_{22} = \dfrac{\rho_{22}\sigma_{22}}{\rho_{11}\sigma_{11}}. \end{cases}$$

Pour $c = 0$, on a $y_{(c=0)} = C = 0,12$ (valeur expérimentale). Par ailleurs, $y'_{(c=0)} = B = 1,2$ (valeur également expérimentale). La parabole résultante $y = -0,32c^2 + 1,2c + 0,12$ est tracée sur la figure 2. On voit que l'accord avec le reste des points mesurés est satisfaisant.

Dans le cas $NH_3 + A$, les mêmes raisonnements sont valables, mais avec $K = 0$. On aurait alors $y_A = (1 - a_{12})c^2 + a_{12}c$, expression identique à celle proposée dans ([3]). L'expérience indique la valeur $a_{12} \approx 0,07$ et la courbe $y = 0,93c^2 + 0,07c$ est également tracée sur la figure 2 en bon accord avec l'expérience.

(1) A. Battaglia, G. Boudouris, F. Bruin, A. Gozzini et D. Ilias, *Communication au Congrès International des Hyperfréquences*, Paris, octobre 1957 (sous presse).

(2) A. Gozzini et E. Pollaco, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1457 et 1652; A. Battaglia et A. Gozzini, *Onde Électr.*, 35, 1955, p. 500.

(3) A. Battaglia, F. Bruin et A. Gozzini, *Absorption of several gases...*, (à paraître au *Nuovo Cimento*).

(4) C. Townes et A. Schawlow, *Microwave Spectroscopy*, New York, 1955, p. 342.

(5) W. Gordy, W. Smith et R. Trambarulo, *Microwave Spectroscopy*, New York, 1953, p. 192.

(*Laboratoire de Physique de l'Atmosphère de la Faculté des Sciences de Paris.*)

SPECTROSCOPIE. — *Sur l'émission de l'étincelle glissante dans le vide en fonction des paramètres électriques du circuit de décharge.* Note de Mlle **Germaine Balloffet** et M. **Jacques Romand**, présentée par M. Eugène Darmois.

Les auteurs étudient l'émission dans l'ultraviolet lointain de l'étincelle glissante dans le vide en fonction des paramètres électriques et trouvent dans le cas des électrodes d'acier une valeur optimum de la self et de la capacité favorisant l'émission de raies ionisées. Pour une énergie supérieure à celle définie par ces valeurs il y a émission d'un spectre continu au détriment du spectre de raies.

Les spectres d'émission de l'étincelle glissante dans le vide, étudiés dans la région spectrale 1500-800 Å présentent de notables différences d'aspect et des variations d'intensité importantes

Nous avons entrepris l'étude de ces phénomènes en mesurant par photométrie photographique les variations de la densité optique de quelques raies intéressantes de divers éléments contenus à l'état de trace dans des électrodes d'acier ou d'aluminium lorsqu'on fait varier les paramètres du circuit de décharge; la tension peut varier de façon continue de 20 à 40 kV; la capacité peut prendre quatre valeurs différentes de 0,25 à 1 μF (ou les valeurs doubles sous tension moitié); enfin on peut inclure dans le circuit de décharge une self additionnelle de 28 à 550 μH environ. Les électrodes ont été montées sur support d'alumine suivant la disposition 1 de la référence [1].

L'objet de cette Note est d'exposer une partie des résultats expérimentaux obtenus; nous donnerons par ailleurs un essai d'interprétation. Le phénomène le plus marquant est l'apparition d'un spectre continu dans le cas des électrodes d'acier pour les fortes valeurs de l'énergie instantanée dépensée dans l'étincelle, en particulier pour les fortes capacités. En utilisant la self résiduelle, voisine de 7 μH ce fond continu s'étend jusqu'à 1000 Å environ pour $C = 2$ μF alors qu'il est pratiquement inexistant au-dessous de 2000 Å pour les faibles capacités (0,25 ou 0,5 μF). Ce continu prend nettement naissance sur les électrodes en particulier sur l'anode. En même temps lorsque C croît, les raies d'atomes très ionisés comme S_{VI}, P_V, O_{VI}, N_V et les raies de C_{III}, Fe_{III}, Fe_V, diminuent rapidement d'intensité. La figure 1 représente les courbes de variation de densité optique des raies ultimes [2] de S_{VI}, O_{VI}, P_V, N_V et de quelques raies de Si_{III} et Si_{IV} en fonction du logarithme de la capacité, pour la self résiduelle du circuit et une tension de 22 kV; nous avons choisi arbitrairement un temps de pose inversement proportionnel à la capacité; cette loi correspond grossièrement à une énergie constante dépensée pour un spectre.

Remarquons que ces courbes s'aplatissent pour $C = 0,5$ μF pour les raies très ionisées citées mais ne présentent pas de maximum net sauf dans le cas du silicium. Il semble cependant que cette valeur $C = 0,5$ μF soit voisine d'une valeur optimum. Signalons que l'on obtient une variation inverse lorsqu'on utilise une self plus élevée (50 μH par exemple).

Nous avons fait une étude parallèle en fonction de la self, avec un temps de pose constant. On retrouve une prédominance nette du fond continu pour les fortes tensions et capacités, sans self additionnelle. Ce continu disparaît très rapidement (vers 1200 Å) dès que L atteint 100 μH. On a tracé (*fig.* 2) les courbes de variation des raies ultimes de S_{VI} et P_V et de C_{III} pour une tension de 20 kV et une capacité de 2 μF. On observe pour les raies citées un maximum d'intensité pour des valeurs de self voisines de 40 μH. Au-dessous de cette valeur la densité optique, nettement plus faible, varie peu, au-dessus elle décroît rapidement lorsque L augmente encore et d'autant plus vite que la raie demande une plus grande énergie. Il semble donc qu'il existe pour chaque raie une valeur optimum de la self du circuit de décharge. Les raies ultimes de O_{VI} (non représentées) nécessitent en effet une grande énergie et ont déjà

totalement disparu pour L = 57 μH. En fixant la capacité à 1 μF (pour 20 kV) on obtient des courbes analogues où le maximum d'intensité se produit pour une valeur de self plus petite (30 μH environ).

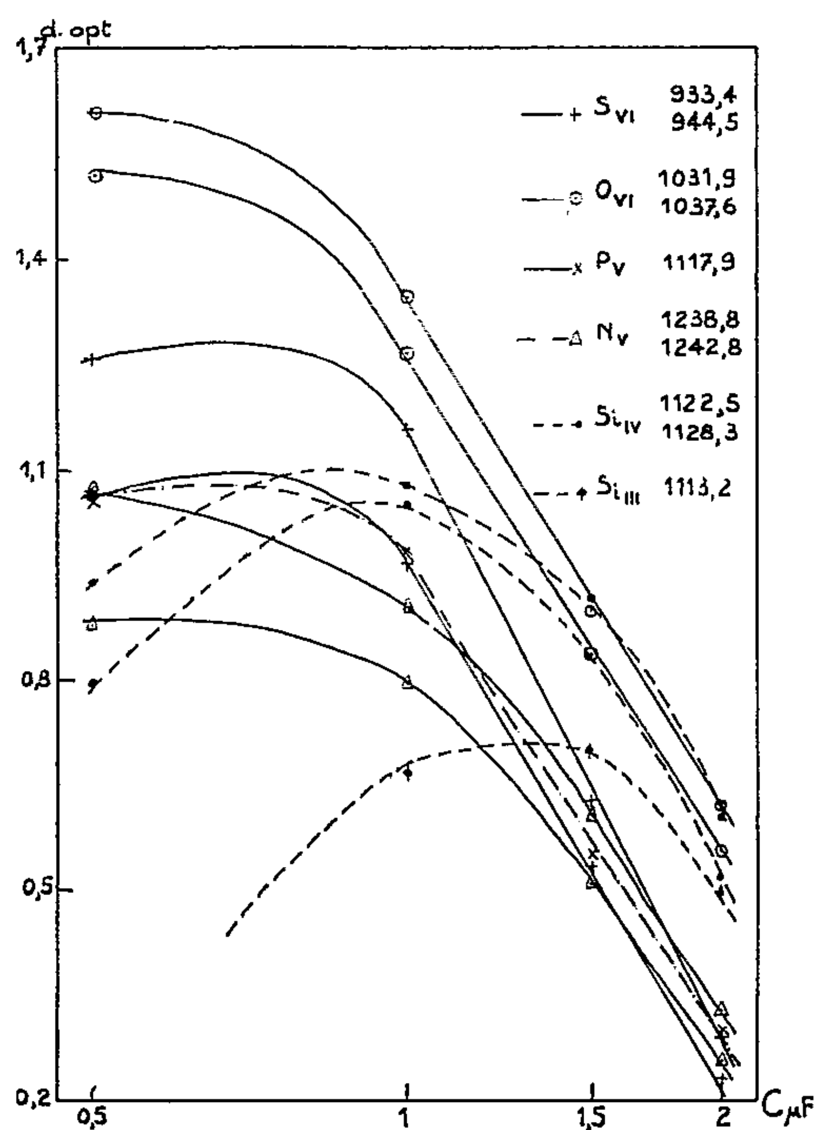


Fig. 1.

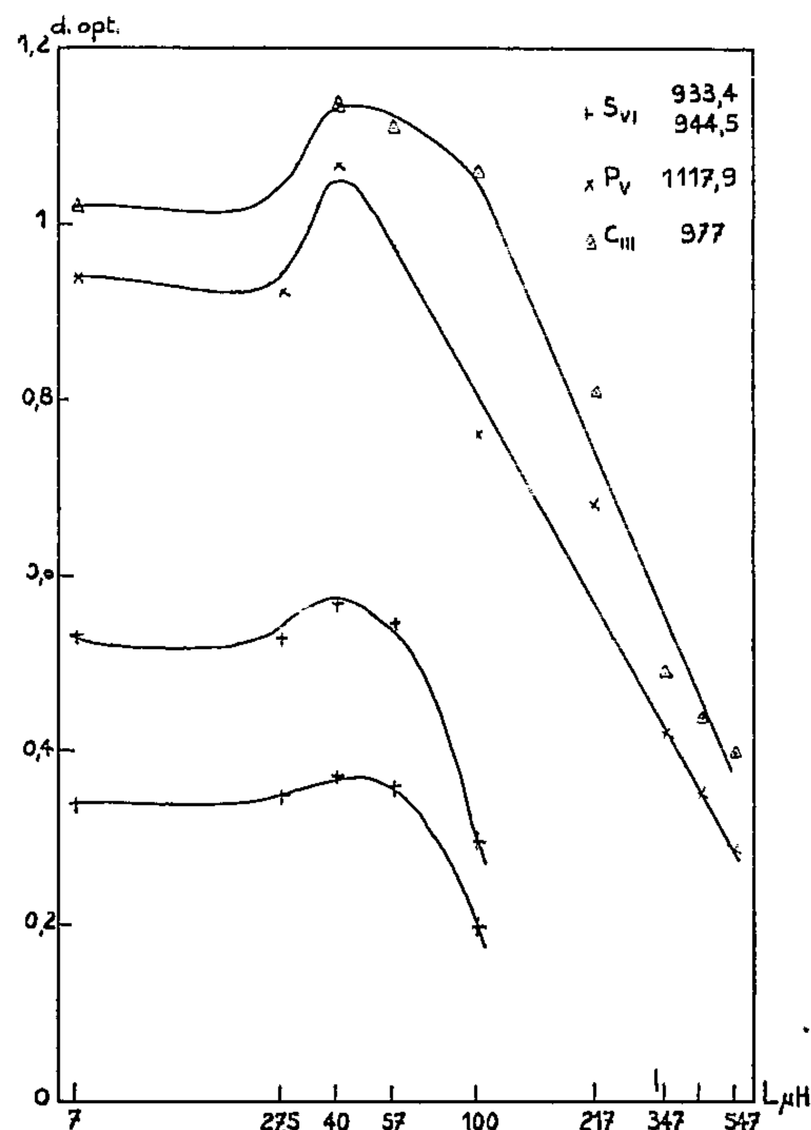


Fig. 2.

Les variations de tension réalisables (de 15 à 45 kV) ne fournissent pas de renseignements très intéressants. On observe un changement d'aspect du spectre, quand le fond continu apparaît, puis s'intensifie; ce changement est analogue à celui observé en faisant varier la capacité et se manifeste pour une valeur de la tension qui est évidemment une fonction de la capacité et de la self du circuit.

L'examen de ces résultats conduit à admettre l'existence d'une énergie optimum correspondant à l'émission maximum d'une raie donnée et dépendant de l'énergie nécessaire pour l'obtention de cette raie. Lorsqu'on augmente l'énergie (augmentation de V ou de C ou diminution de L) au-dessus de cette valeur, il semble qu'une fraction beaucoup plus grande de l'énergie soit utilisée pour l'émission d'un spectre continu, au détriment du spectre d'étincelle. Cette conclusion est à rapprocher des résultats analogues obtenus par Wahr, Mc Cormick et Sawyer ([3]) pour une étincelle à basse pression de type différent. Rappelons par ailleurs que cette émission de continu est favorisée par une certaine disposition de l'étincelle glissante ([4]). On avait déjà observé dans ces conditions qu'une augmentation de la capacité ou de la tension fait apparaître

un fond continu très intense allant jusqu'à 1000 Å environ, tandis que des raies d'absorption sortent et s'intensifient.

L'ensemble de cette étude a été repris systématiquement avec des électrodes d'aluminium toujours sur support d'alumine et les résultats obtenus sont très sensiblement différents de ceux exposés ci-dessus pour le cas de l'acier. Ainsi avec l'énergie maximum fournie par le générateur, on obtient un spectre continu beaucoup plus faible, à peu près inexistant au-dessous de 1550 Å, alors qu'avec des électrodes d'acier et des conditions identiques le spectre continu s'étendait jusque vers 1000 Å. D'autre part, les courbes de variation de densité optique en fonction de C et de L pour les raies ultimes de S_{VI}, P_{V}, N_{V} et les raies de Si_{IV} sont des droites qui indiquent une croissance rapide lorsque C augmente (courbes à $C \times t$ constant) ou lorsque L diminue (courbes à t constant), résultats nettement différents (le sens de variation est même opposé en ce qui concerne la capacité) de ceux obtenus avec des électrodes d'acier. Seul, le doublet de raies ultimes de O_{VI} présente encore le même sens de variation que dans le cas de l'acier.

En résumé, il semble difficile d'obtenir un spectre continu avec des électrodes d'aluminium, alors qu'avec de l'acier on l'obtient assez aisément au détriment du spectre d'étincelle en utilisant l'énergie maximum du générateur, en particulier une capacité élevée.

Au point de vue pratique et en particulier pour des analyses il est désavantageux d'utiliser avec des électrodes d'acier une énergie trop élevée.

t nombre d'étincelles.	50.	100.	25.
V kV	20 à 25	40	40
C μF	1	0,25	1
L μH	min (7)	min (7)	40

(1) J. Romand et B. Vodar, *Spectrochimica Acta* **8**, 1956, p. 232.
(2) G. Balloffet et J. Romand, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1964.
(3) *J. Opt. Soc. Amer.*, **45**, 1955, p. 665.
(4) J. Romand, G. Galloffet et B. Vodar, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 412.

DIFFUSION DE LA LUMIÈRE. — *Facteur de réflexion diffuse de suspensions polyparticulaires.* Note (*) de MM. **André Dognon** et **Pierre Suquet**, présentée par M. Jacques Duclaux.

On généralise les résultats antérieurs relatifs au facteur de réflexion diffuse des suspensions monoparticulaires et l'on indique, à propos d'un cas particulier les incidences biologiques du phénomène.

Nous avons établi (1) les lois de variation du facteur de réflexion diffuse de suspensions monoparticulaires en milieu limpide.

La forme générale du système différentiel de Schuster est toujours valable dans le cas où la suspension est constituée par deux ou plusieurs espèces particulaires.

L'espèce i est caractérisée par son coefficient moyen d'absorption μ_i et son coefficient de diffusion k'_i.

De sorte que si l'on désigne par μ la somme $\mu = \sum \mu_i$ et par k la somme $k' = \sum k'_i$. On obtient le système de Schuster classique,

$$\frac{dA}{dx} = -\mu A + \frac{1}{2}k'(B - A),$$

$$\frac{dB}{dx} = +\mu B + \frac{1}{2}k'(B - A),$$

dont la solution, tous calculs effectués dans le cadre des notations que nous avons définies dans les communications précédentes est, pour le flux rétrodiffusé, en l'absence de flux transmis :

$$\frac{\Phi_r}{\Phi_0} = \frac{\sum_i k'_i}{2\sum_i \mu_i + \sum_i {}'k_i + 2\sqrt{\sum_i \mu_i\left(\sum_i \mu_i + \sum_i k'_i\right)}},$$

Nous avons cherché à vérifier cette formule dans le cas particulièrement simple de l'incorporation à une suspension d'hématies (en soluté aqueux chloruré sodique isotonique) d'une suspension de levures dans le même soluté. La radiation utilisée est la radiation monochromatique $\lambda = 8\,000$ Å. Les résultats expérimentaux furent les suivants :

$$\Phi_0 = 305.$$

	Φ_r.	Φ_t.
4 cm³ susp. hématies	183	0
4 » » » + 1 cm³ susp. levures	187	0
4 » » » + 2 » » »	191	0
4 » » » + 3 » » »	197	0
4 » » » + 4 » » »	206	0
4 » » » + 5 » » »	208	2
4 » » » + 6 » » »	208	3
4 » » » + 7 » » »	202	4,5
4 » » » + 8 » » »	195	8,5
4 » » » + 10 » » »	193	9,5

La formule théorique se ramène, dans ce cas expérimental à

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_0} = \frac{k'_1 + k'_2}{2\mu + k'_1 + k'_2 + 2\sqrt{\mu(\mu + k'_1 + k'_2)}},$$

où k'_1 désigne le coefficient de diffusion pour les hématies et k'_2 le coefficient de

diffusion pour les levures. De sorte que

$$\frac{d\left(\frac{\Phi_2}{\Phi_0}\right)}{dk'_2} = \frac{2\mu\sqrt{(\mu + k'_1 + k'_2)\mu} + 2\mu^2 + \mu(k'_1 + k'_2)}{\left[2\mu + k'_1 + k'_2 + 2\sqrt{\mu(\mu + k'_1 + k'_2)}\right]^2\sqrt{\mu(\mu + k'_1 + k'_2)}}.$$

Cette dérivée est positive, c'est bien ce que vérifie l'expérience. Ceci montre que, contrairement à ce qui a lieu pour les suspensions monoparticulaires le pouvoir réflecteur est variable avec le nombre d'unités diffusantes par élément de volume ou plus exactement avec le rapport du nombre des unités diffusantes de chaque espèce au nombre total des unités diffusantes.

On touche ici à des problèmes biologiques importants. Il est, en effet manifeste que cette variation est l'un des facteurs du pouls capillaire cutané par réflexion. De même les méthodes d'oxymétrie *in vivo* par rétrodiffusion cutanée doivent être repensées sur ces nouvelles bases.

On peut enfin proposer une formule générale valable dans le cas où le flux transmis n'est plus nul, formule qui généralise celle que nous avons établie pour les suspensions monoparticulaires.

$$\frac{\Phi_2}{\Phi_0} = \frac{\dfrac{\sum_i k'_i}{2\sqrt{\sum_i \mu_i\left(\sum_i \mu_i + \sum_i k'_i\right)}}\,\mathrm{sh}\, l\sqrt{\sum_i \mu_i\left[\sum_i (\mu_i + k'_i)\right]}}{\dfrac{\sum_i (2\mu_i + k'_i)}{2\sqrt{\sum_i \mu_i \sum_i (\mu_i + k'_i)}}\,\mathrm{sh}\, l\sqrt{\sum_i \mu_i \sum_i (\mu_i + k'_i)} + \mathrm{ch}\, l\sqrt{\sum_i \mu_i \sum_i (\mu + k'_i)}}.$$

Il va sans dire que sa complexité défie toute vérification directe.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) A. DOGNON et P. SUQUET, *J. Chim. Phys.*, 10, 1957, p. 815.

EFFET RAMAN. — *Sur le couplage des oscillations d'ions complexes ou de molécules dans la maille cristalline.* Note (*) de M. **HENRI POULET**, transmise par M. Jean Cabannes.

Correction à apporter au calcul du tenseur de polarisabilité dérivé de la maille cristalline, dans la méthode du couplage des oscillations d'ions complexes ou de molécules.

1. En cherchant à représenter les mouvements de la maille cristalline par le couplage des oscillations fondamentales d'ions complexes ou de molécules,

avec des phases déterminées par les éléments de symétrie de la maille qui ne sont pas des éléments de symétrie pour ces ions ou molécules, les auteurs [1], [2], [3] ont exprimé le tenseur de polarisabilité dérivé de la maille par l'addition algébrique de tenseurs de polarisabilité dérivés relatifs aux oscillations de chaque ion ou molécule.

Il semble utile de noter que l'expression ainsi obtenue contient un facteur numérique incorrect, comme nous allons le montrer ci-dessous.

2. L'énergie potentielle de la maille, restreinte aux mouvements totalement symétriques par rapport aux éléments de translation du cristal, s'écrit dans l'approximation harmonique [4] :

$$(1) \qquad V = V_L + \sum_j (V^{0\prime}_j + V) + \sum_{jk} V''_{jk} + V'''_{Lj},$$

où V_L est le potentiel de réseau, qui comprend des termes relatifs aux déplacements des centres de gravité et librations des molécules, V^0_j l'énergie potentielle de la molécule libre j, V'_j une perturbation qui traduit la symétrie du champ cristallin et est responsable des déplacements de fréquences (et éventuellement de cessations de dégénérescence), V''_{jk} une perturbation d'interaction entre les molécules j et k; enfin V'''_{Lj} est l'interaction réseau-molécules.

Si ces termes perturbateurs sont faibles, leur effet peut se calculer par la théorie des perturbations au premier ordre et l'on peut se limiter au couplage entre modes équivalents de vibration des N molécules homologues de la maille.

On néglige l'influence de V'''_{Lj}; si les termes V''_{jk} sont négligés, on peut écrire l'énergie cinétique et l'énergie potentielle partielles de la maille correspondant au mode de vibration q des molécules j, $j = 1, 2, \ldots, N$

$$(2) \qquad 2T = \tilde{\dot{\mathbf{q}}}\,\dot{\mathbf{q}};$$

$$(3) \qquad 2V = \mathbf{q}\,\boldsymbol{\lambda}\,\mathbf{q},$$

où $\boldsymbol{\lambda} = \omega^2 \mathbf{I}$, $\mathbf{I}$ matrice unité d'ordre $(N \times N)$; $\mathbf{q}$ est la matrice d'ordre $(N \times 1)$ formée par les coordonnées normales q_j, $\tilde{\mathbf{q}}$ sa transposée. Il n'y a aucun manque de généralité à choisir des coordonnées normales réelles. La solution du problème est N fois dégénérée.

L'introduction des coefficients V''_{jk}, qu'on peut écrire (4) $V''_{jk} = f_{jk} q_j q_k$ va lever, totalement ou partiellement, la dégénérence, l'énergie potentielle devenant

$$(4) \qquad 2V = \tilde{\mathbf{q}}\,\boldsymbol{\Lambda}\,\mathbf{q}.$$

$\boldsymbol{\Lambda}$ contient les éléments non diagonaux f_{jk} (coefficients de couplage), dont l'existence est déterminée par les éléments de symétrie par rapport auxquels on couple les oscillations des molécules; les q_j ne sont plus alors des coordonnées normales.

Si $\mathbf{Q}$ est la matrice d'ordre $(\mathrm{N} \times 1)$ représentant les coordonnées normales des oscillations couplées de la maille, par définition

$$2\mathrm{T} = \tilde{\dot{\mathbf{Q}}}\dot{\mathbf{Q}}, \tag{5}$$

$$2\mathrm{V} = \tilde{\mathbf{Q}}\,\Lambda'\mathbf{Q}, \tag{6}$$

Λ' étant diagonale.

La comparaison de (2) et (5) montre que la transformation

$$\mathbf{q} = \mathbf{A}\mathbf{Q}, \tag{7}$$

qui diagonalise Λ dans (4), *est une transformation orthogonale.*

3. Le tenseur de polarisabilité dérivé de la maille $\partial\alpha/\partial\mathrm{Q}_l$ relatif à une coordonnée normale Q_l s'exprime, par suite des propriétés des dérivés partielles, par

$$\frac{\partial\alpha}{\partial\mathrm{Q}_l} = \sum_i \frac{\partial\alpha}{\partial q_i}\frac{\partial q_i}{\partial\mathrm{Q}_l} \qquad (i = 1, \ldots, \mathrm{N})$$

ou, en tenant compte de (7)

$$\frac{\partial\alpha}{\partial\mathrm{Q}_l} = \sum_i \frac{\partial\alpha}{\partial q_i} a_{li}. \tag{8}$$

On voit immédiatement que le tenseur de polarisabilité dérivé de la maille n'est pas donné par l'addition algébrique des tenseurs moléculaires, car cela conduit à remplacer les a_{il} par $+1$ ou -1 suivant les phases, ce qui est incompatible avec la condition de normalisation à laquelle doivent satisfaire les coefficients a_{il}.

Le calcul exposé modifie les intensités absolues mais n'affecte pas les intensités relatives et les valeurs des facteurs de dépolarisation. Cependant, dans les cas où des modes de vibrations moléculaires non équivalents (cessation de dégénérescence, par exemple) possèdent des fréquences voisines, la méthode des perturbations du premier ordre pourra n'être pas suffisante. Il faudra alors tenir compte des interactions entre les oscillations couplées qui appartiennent au même type de symétrie dans le groupe de la maille cristalline, ce qui aura une influence sur les intensités relatives.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) J. Cabannes et R. Aynard, *J. Phys. Rad.*, 3, 1942, p. 137.

(2) L. Couture et J. P. Mathieu, *Ann. Phys.*, 3, 1948, p. 521.

(3) A. Kastler, *Vol. Commémoratif Victor Henri*, Desoer, Liége, 1948.

(4) D. F. Hornig, *Disc. of Faraday Soc.*, n° 9, 1950.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Les couches minces ferromagnétiques. Propriétés électriques des lames minces de nickel.* Note (*) de MM. **Guy Goureaux** et **Antoine Colombani**, présentée par M. Gustave Ribaud.

On sait que la théorie de Klein et Smith concerne le calcul de l'aimantation des couches minces ferromagnétiques en fonction de leur épaisseur. Elle indique en particulier un abaissement important du point de Curie ferromagnétique à mesure que diminue le nombre de couches formant le dépôt.

Nous avons entrepris l'étude expérimentale d'un certain nombre de phénomènes : conductibilité électrique, effet Hall, magnétorésistance, et observation des cycles d'hystérésis des lames ferromagnétiques de nickel, de fer et de cobalt afin de vérifier, et de modifier si besoin est, la théorie de Klein et Smith qui en fait ne devrait être valable qu'aux basses températures. La présente Note donne nos premiers *résultats expérimentaux* : ceux qui portent uniquement sur la conductibilité électrique des dépôts de nickel.

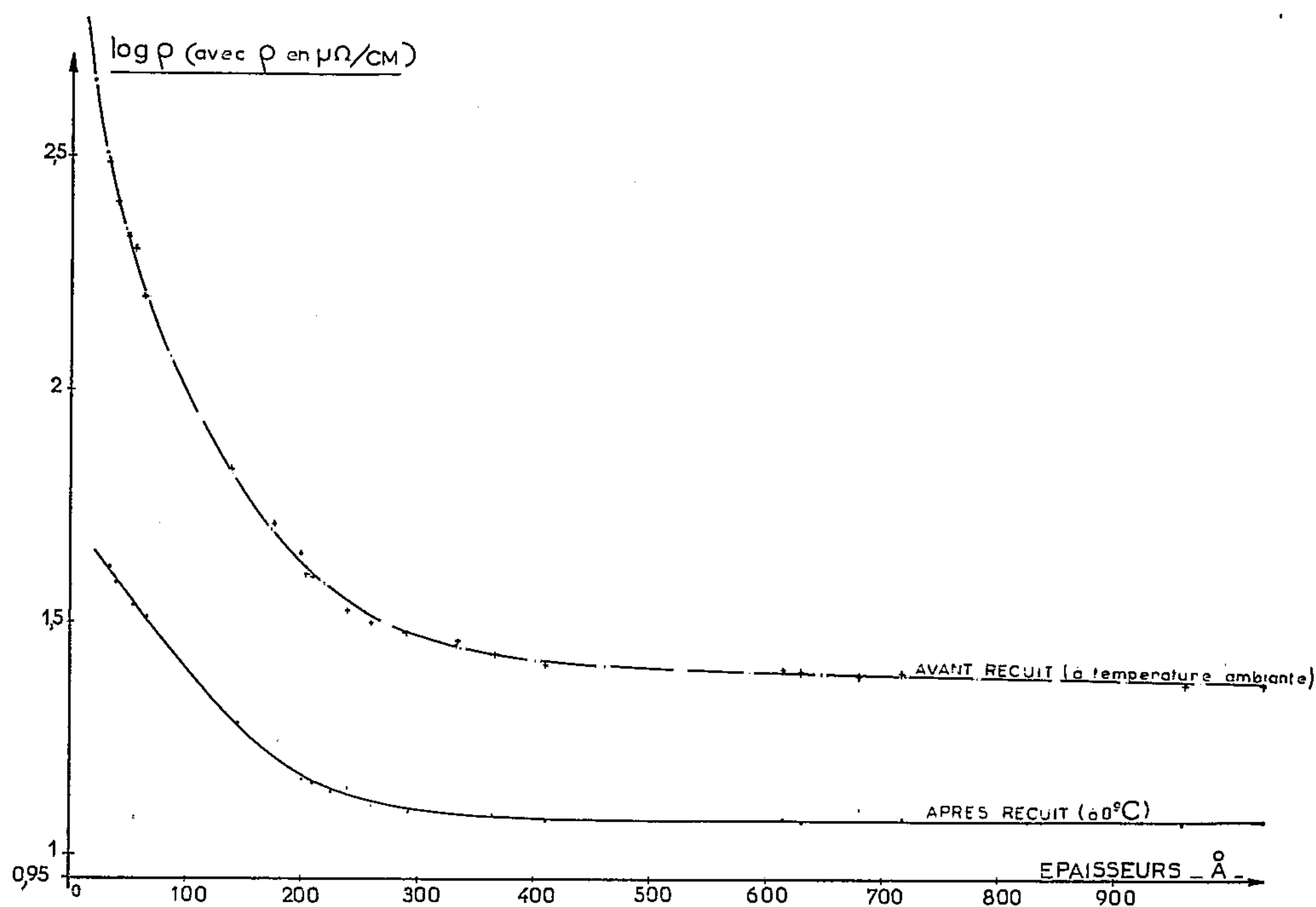


Fig. 1.

Avec toutes les précautions d'usage, ceux-ci sont réalisés par évaporation thermique d'un dépôt électrolytique sur filament de tungstène. Le vide réalisé pendant l'évaporation et maintenu durant les mesures est voisin de 10^{-6} mmHg. Le support utilisé est du pyrex poli optiquement et purgé sous vide avant dépôt par un chauffage prolongé à 420°C suivi d'un balayage par ionisation.

Nous résumons nos premiers résultats essentiels :

1° Les dépôts obtenus, dont l'épaisseur s'étend de 20 à 1 100 Å, sont extrêmement stables, reproductibles et continus. En fonction de l'épaisseur, la variation de leur résistance électrique avant et après un long recuit est représentés par les courbes classiques (*fig.* 1). Aux fortes épaisseurs, la résistivité obtenue vaut 1,3 fois celle du nickel d'évaporation.

2° Évolution thermique sous vide entre 0 et 420° C.

Pour chaque isotherme, on constate au-dessus de l'épaisseur 20 Å, une décroissance de la résistance électrique jusqu'à un palier stable. Cette diminution isotherme de résistance cesse pour chaque épaisseur de couche, à une température T_p qui n'est autre que la température de Curie paramagnétique du dépôt étudié. Nous reviendrons plus tard sur ce point. A titre d'exemple : (*fig.* 2),

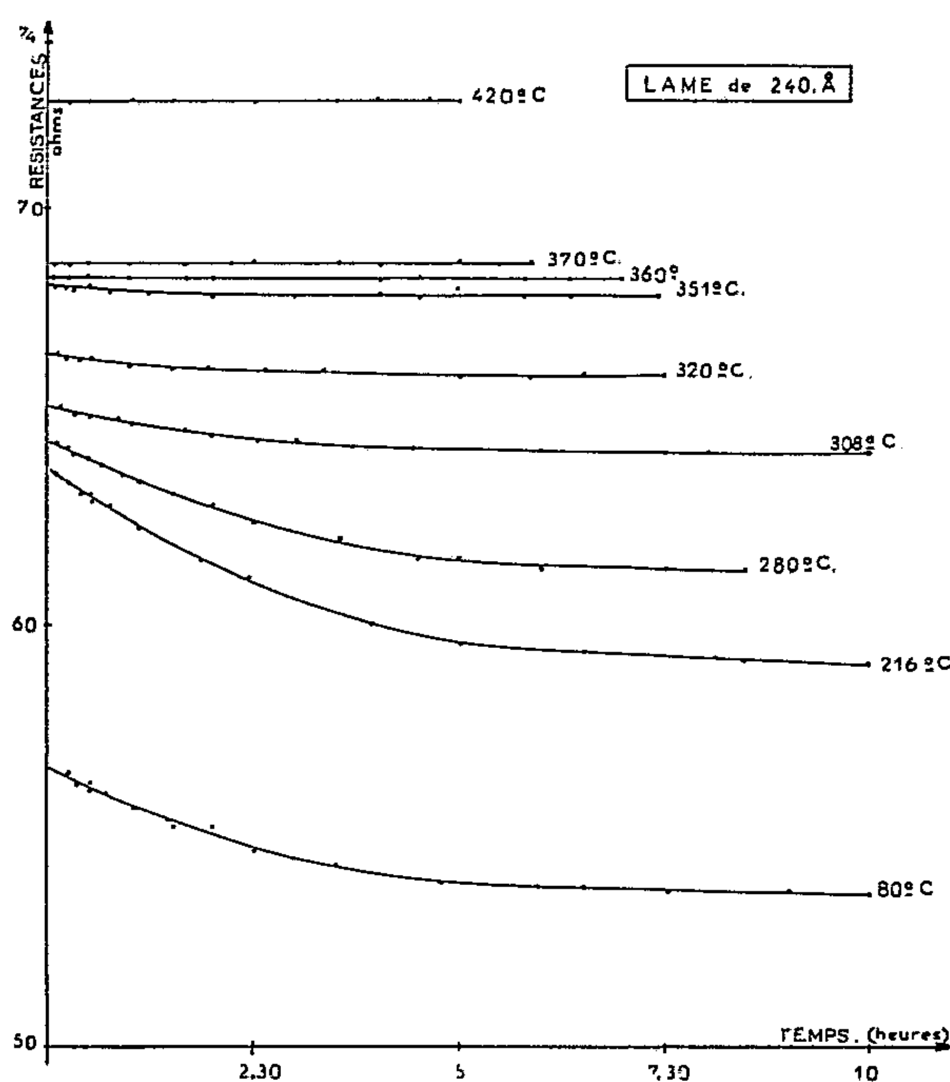


Fig. 2.

Tous les dépôts ont subi un long recuit sous vide à 420° C. Après refroidissement à la température ambiante chaque couche est caractérisée par une courbe de résistance électrique parfaitement réversible en fonction de la température entre 0 et 420° C (*fig.* 3). Chacune d'elles présente au-dessus d'une certaine valeur T_p de la température une région rigoureusement rectiligne correspondant au paramagnétisme.

Le point de Curie ferromagnétique T_f (pour lequel la résistance électrique, qui dépend de l'ordre à grande distance des atomes subit un changement d'allure) est défini par le point de tangence d'inflexio n à chaque courbe $R=f(t)$.

Ceci nous permet de constater que la différence $T_p - T_f$ très importante aux faibles épaisseurs diminue progressivement quand le nombre de couches atomiques augmente pour atteindre 26°C avec $T_f = 346°C$, $T_p = 372°C$, l'épaisseur étant de 1030 Å. Pour le nickel usuel $T_f = 358°C$, $T_p = 377°C$.

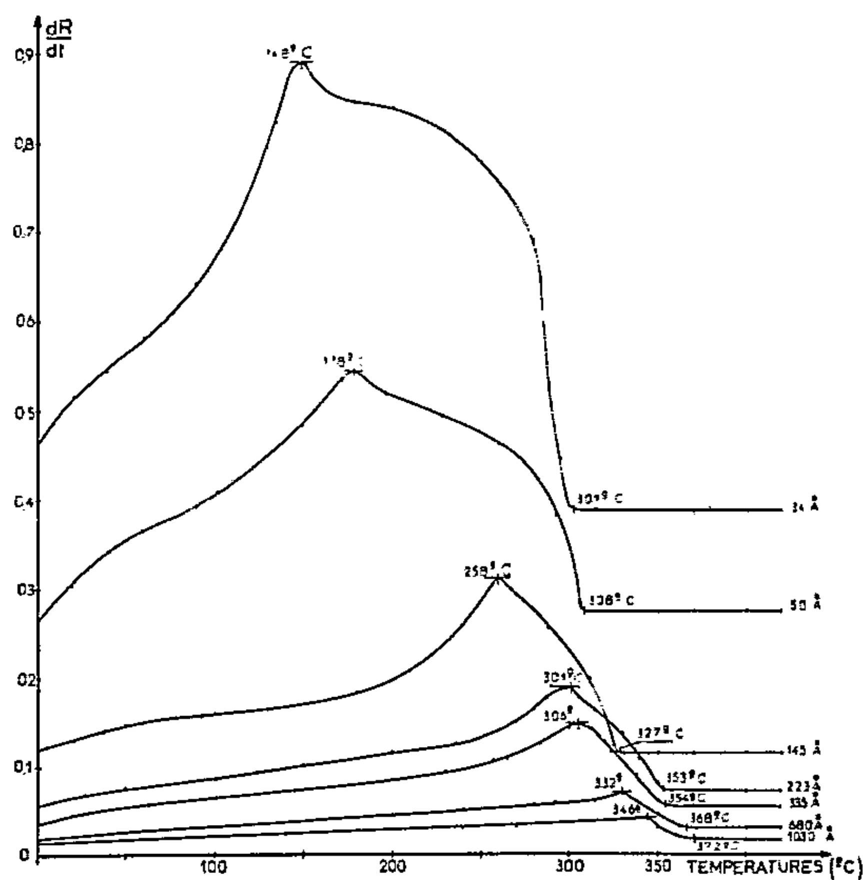


Fig. 4.

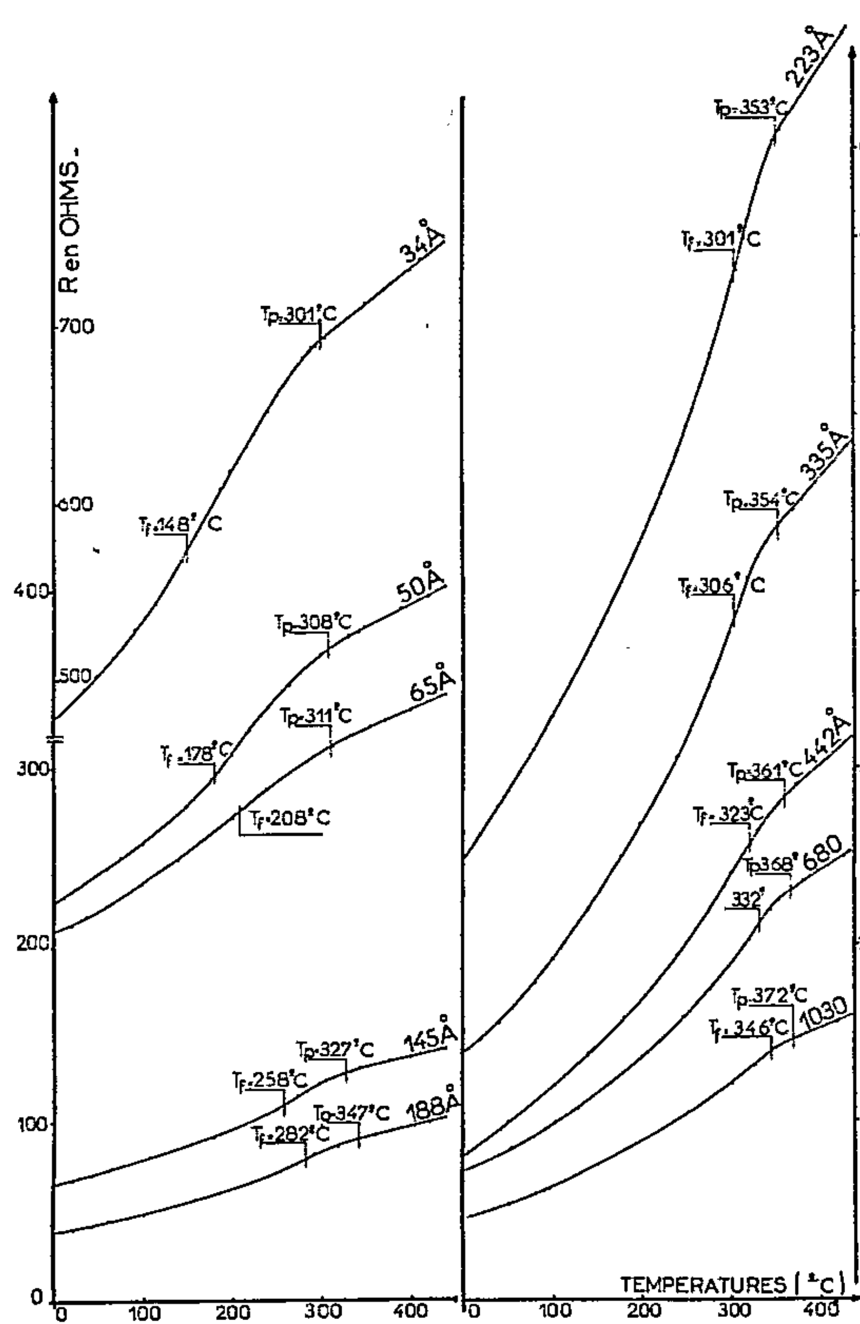


Fig. 3.

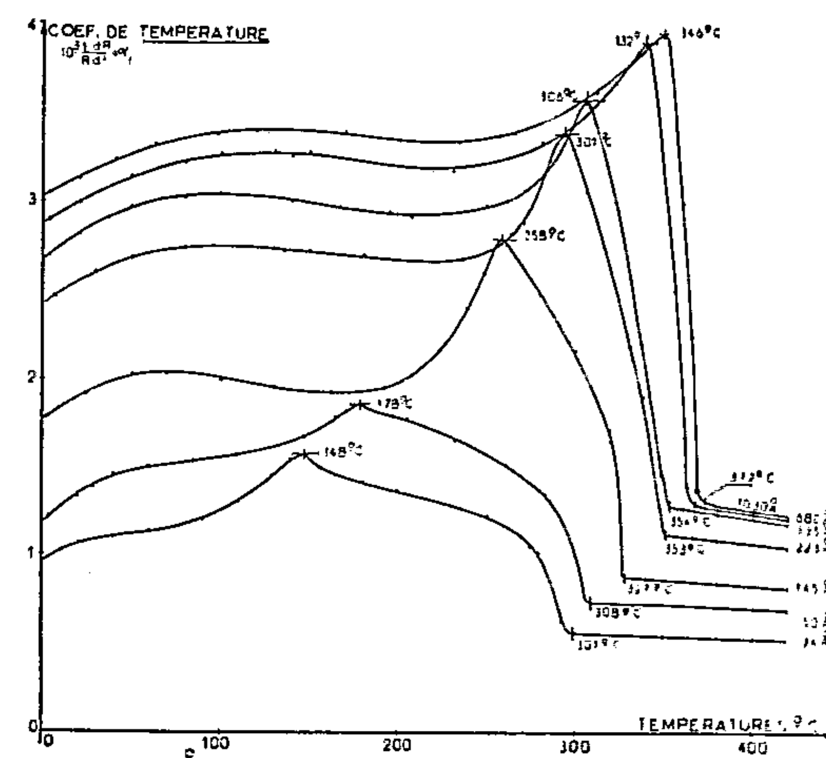


Fig. 5.

3° Enfin, le réseau de courbes dR/dt (*fig.* 4) fonction de t pour chaque épaisseur présente pour le point de Curie ferromagnétique relatif à chaque épaisseur l'anomalie bien connue des ferromagnétiques. On remarque que la dérivée dR/dt reste constante pour chaque épaisseur donnée au-delà du point T_p et que les grandeurs de T_p et T_f décroissent avec l'épaisseur tandis que croît leur différence.

4° Des constatations semblables peuvent être faites sur le réseau de courbes donnant pour chaque épaisseur la variation du coefficient de température $\alpha_t = (1/R).\, dR/dt$ en fonction de t (*fig.* 5).

En particulier, il n'y a pas de chute abrupte du coefficient α_t entre T_f et T_p. La zone d'étalement qui correspond à l'existence de l'ordre à petite distance est d'autant plus large que l'épaisseur est plus faible.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Évolution énergétique d'un plasma thermonucléaire de deutérium.* Note (*) de M. **Émile Lacombe**, Mme **Denyse Magnac-Valette** et M. **Pierre Cüer**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous avons étudié l'évolution de mélanges thermonucléaires de deutérium et de deutérium-tritium pour 1 cm³ de plasma isotherme ($\theta = 116.10^6\,°K = 10$ keV et $1160.10^6\,°K = 100$ keV), en tenant compte de la contribution des réactions secondaires : à 10 keV, elle s'est révélée importante mais insuffisante (la puissance dégagée devant être supérieure au rayonnement de freinage), et primordiale à 100 keV.

Un travail de recensement, suivi d'élimination, des réactions possibles à partir du deutérium n'a laissé subsister que es réactions thermonucléaires suivantes, les plus probables, avec des coefficients de réaction $\langle \sigma v \rangle$ calculés par Thompson (1), (2).

	Réactions.	Bilan (MeV).	$\langle \sigma v \rangle$.
Primaires	$D + D \rightarrow p + T$	4,03	γ
	$D + D \rightarrow n + {}^3_2He$	3,25	β
Secondaires 1er degré	$D + T \rightarrow {}^4He + n$	17,58	α
	$D + {}^3_2He \rightarrow {}^4He + p$	18,34	δ
2e degré	$T + T \rightarrow {}^4He + 2n$	11,32	ε

En notant alors les différentes concentrations en espèces nucléaires :

	D.	${}^3_2$He.	n	p.	T.	${}^4_2$He.
Respectivement	x	y	z	u	v	w

en l'*absence de tout approvisionnement ultérieur* et pour un pincement parfait des espèces chargées, les variations de concentration dans le temps des espèces donnent le système différentiel suivant :

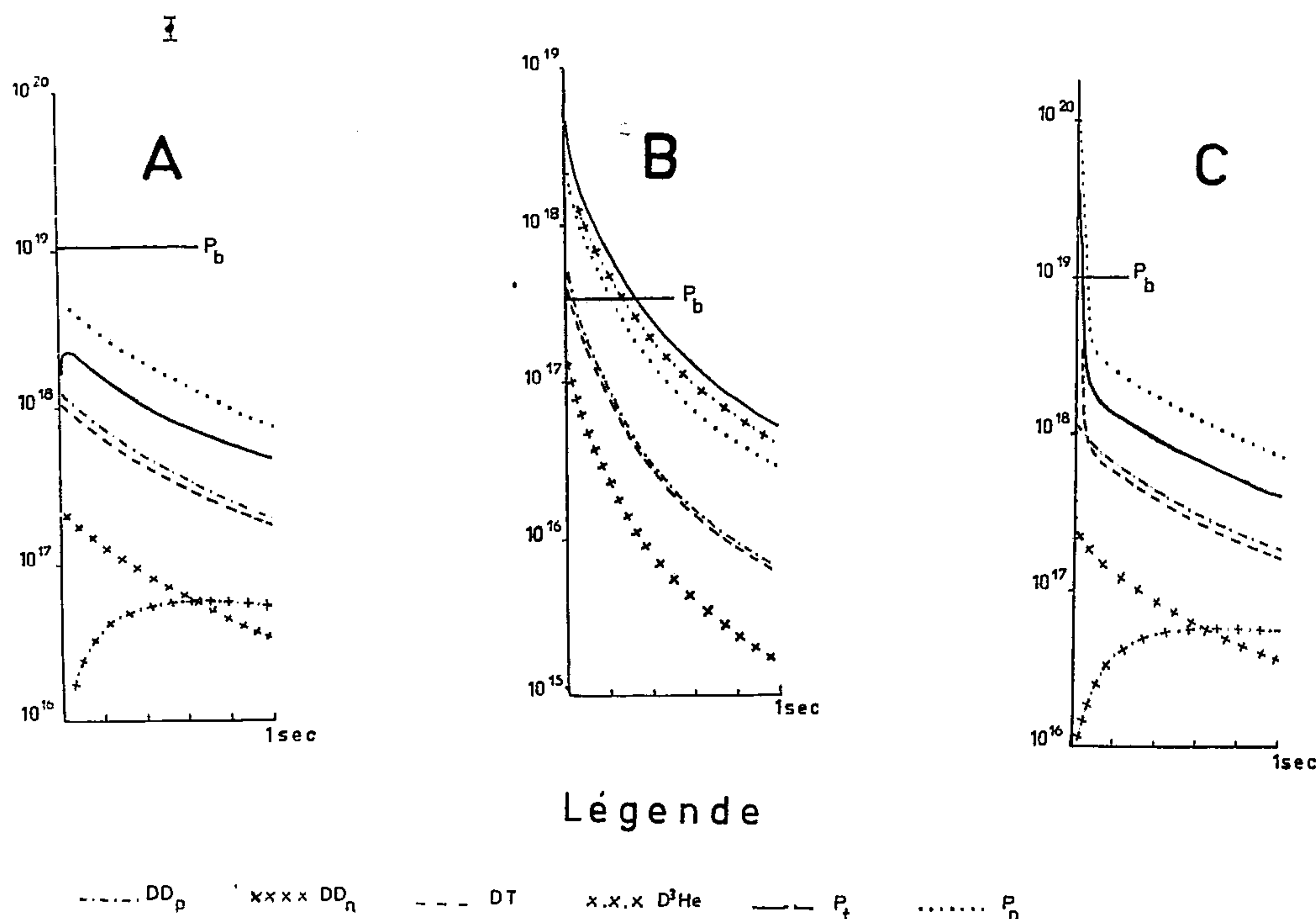
$$\begin{aligned}
x' &= -\beta x^2 - \gamma x^2 - \alpha v x - \delta x y \\
y' &= \frac{\beta}{2} x^2 - \delta x y \\
z' &= \frac{\beta}{2} x^2 + \alpha v x + \varepsilon v^2 \\
u' &= +\frac{\gamma}{2} x^2 + \delta x y \\
v' &= +\frac{\gamma}{2} x^2 - \alpha v x - \varepsilon v^2 \\
w' &= +\alpha v x + \delta x y + \frac{\varepsilon}{2} v^2
\end{aligned}$$

Ce système peut être réduit car u, w, z, rebuts physiques, ne sont fonction que de x, y, v, et nous avons, en outre, deux équations qui peuvent servir de contrôle et s'intègrent à vue :

Conservation de la masse : $2x' + 3y' + z' + u' + 3v' + 4w' = 0$;

» des charges : $x' + 2y' + u' + v' + 2w' = 0$.

L'intégration du système permet le calcul de la puissance P_t du plasma (MeV/s.cm³). Les neutrons qui échappent au pincement emportent une puissance calculable notée P_n.



Légende

Nous avons traité ce système à l'aide d'une machine électronique ([3]) et nous extrayons de nombreux résultats numériques à concentrations et températures initiales différentes, les courbes suivantes donnant l'évolution de la puissance en fonction du temps.

Sur la courbe A (10 keV et $x_0 = 10^{18}$), nous lisons que les réactions primaire DD$_p$ et secondaire DT apportent une contribution presque équivalente mais que la réaction secondaire D³He ne dépasse la contribution de DD$_n$ qu'après $t = 0{,}61$ s. Nous voyons aussi que $P_t < P_n$ reste au-dessous de la puissance critique due aux pertes par bremsstrahlung P_B ([4]). A 15 keV, nous avons eu le même résultat sur 35 ms, ce qui est en désaccord avec la conclusion de Lawson ([5]) du seuil à 150 millions de degrés. Par contre, sur la courbe B(100 keV et $x_0 = 10^{17}$) non seulement ce seuil critique est franchi

grâce à l'apport initial de DD_p (et aussi DT) pendant 6 ms, mais la réaction secondaire $D\,^3He$ devient primordiale et joue un rôle de relais, prolongeant la vie du « moteur » jusqu'à 0, 31 s. On a, en outre, $P_t > P_n$ dans cet exemple.

Il est donc certain que la contribution des réactions secondaires doit être envisagée dans un calcul théorique détaillé de réacteurs thermonucléaires et que des problèmes d'optimum peuvent être posés. Par exemple, nous voyons sur la courbe C qu'à 10 keV une proportion de 10 % de tritium ($\nu_0 = 10^{17}$) permet de faire passer le seuil critique pendant 14 ms. Il doit donc exister des courbes intermédiaires permettant de relayer DT initiale par DD_p et DT puis par $D\,^3He$, et ces problèmes d'optimum influeront sur une détermination de l'approvisionnement. En outre, un perfectionnement consisterait à établir une loi en $d\theta/dt$, et à prendre à chaque pas de l'évolution des $\langle \sigma v \rangle$ fonction de θ, donc de t.

Les sections efficaces expérimentales n'étant pas connues au-dessous de 14 keV pour DD [6], nous établissons actuellement des courbes $\sigma(E)$ pour $0 < E < 40$ keV (système du Laboratoire) au moyen d'un accélérateur récemment construit [7] très stable en tension. Nous avons enregistré sur plaque photographique les protons de DD_p à 10 keV. Les premiers résultats interprétés rapidement permettent d'estimer la section efficace différentielle à cette énergie à environ 6.10^{-6} barns, valeur en accord avec une extrapolation sur lescourbes $\sigma(E)$ mais qui s'écarte de la droite de Gamow [6].

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) W. B. Thompson, *Proc. Phys. Soc.*, 70, Part. I, 1957, p. 3.

(2) R. F. Post, *Rev. Mod. Phys.*, 28, 1956, p. 338.

(3) I. B. M. 650 L. C. A., Service de MM. Chanson, Feix et Bouquet.

(4) Heitler, *Quantum Theory of radiation;* L. Spitzer, *Physics of fully ionized gases*, p. 90.

(5) J. Lawson, *Proc. Phys. Soc.*, 70, Part. I, 1957, p. 7.

(6) W. R. Arnold et coll., *Phys. Rev.*, 93, 1956, p. 483.

(7) Accélérateur pour deutérons à basse tension et gros débit par R. Bilwes, R. Seltz, M. Suffert, M. Liess et D. Magnac-Valette (en cours de publication).

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur l'interaction entre la particule α et le proton dans la molécule de* $^{210}PoH_2$. Note (*) de M. **Dragolioub K. Yovanovitch**, présentée par M. Frédéric Joliot.

L'interaction entre la particule α et les protons dans la molécule de $^{212}BiH_3$ a été étudiée et les résultats obtenus ont été publiés [1]. L'émission de protons de cette molécule est atténuée à cause de l'instabilité de $^{212}BiH_3$ qui se décompose très vite à la température ordinaire en ^{212}Bi et 3H.

Les longueurs des traces des protons dans l'émulsion photographique (parcours) varient en fonction de l'énergie des divers groupes de rayons α émis

par ^{212}Bi. Après leur formation, les molécules agglomérées de $^{212}BiH_3$ se présentent sous forme de gouttelettes submicroscopiques.

Nous avons fait la même expérience avec l'hydrure de polonium $^{210}PoH_2$ qui est chimiquement stable, le mode de préparation étant le même que pour l'hydrure de bismuth. Les deux hydrures se forment facilement par l'action de l'hydrogène naissant sur les éléments des 5e et 6e groupes de Mendeleev et nous avons pu constater leur formation dans le cas où un dépôt actif se trouve en un lieu humide. Dans ce cas, en effet les rayons α décomposent H_2O et libèrent de l'hydrogène naissant. Ce fait a son importance en raison du danger que présente le $^{210}PoH_2$ qui pénètre dans les poumons et attaque les tissus des alvéoles.

La figure 1 représente l'appareil utilisé pour la préparation de $^{210}PoH_2$.

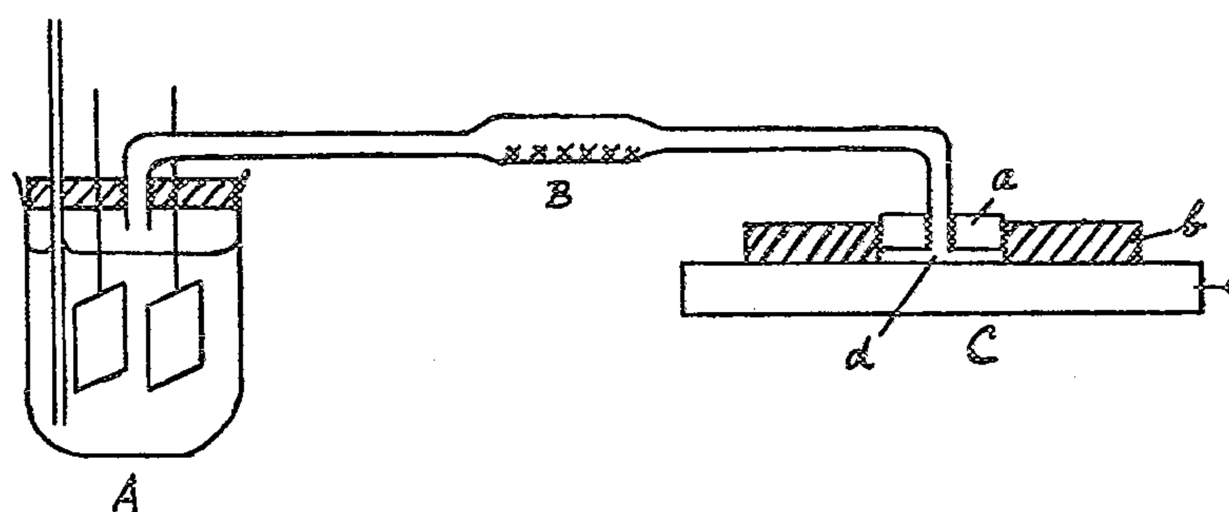


Fig. 1.

A, cuve à électrolyse (1 à 2 cm³); B, desséchant; C[a, bouchon de liège; b, plaque de laiton poli; c, plaque photographique photonucléaire qui absorbe les gouttelettes de $^{210}PoH_2$; d, orifice d'arrivée des gouttelettes (les gouttelettes diffusent lentement entre b et c)].

Dans la région de l'orifice d, la plaque reçoit un très grand nombre de gouttelettes et est trop fortement impressionnée. Dans la région où les gouttelettes diffusent entre le laiton B et la plaque photographique c, on peut voir

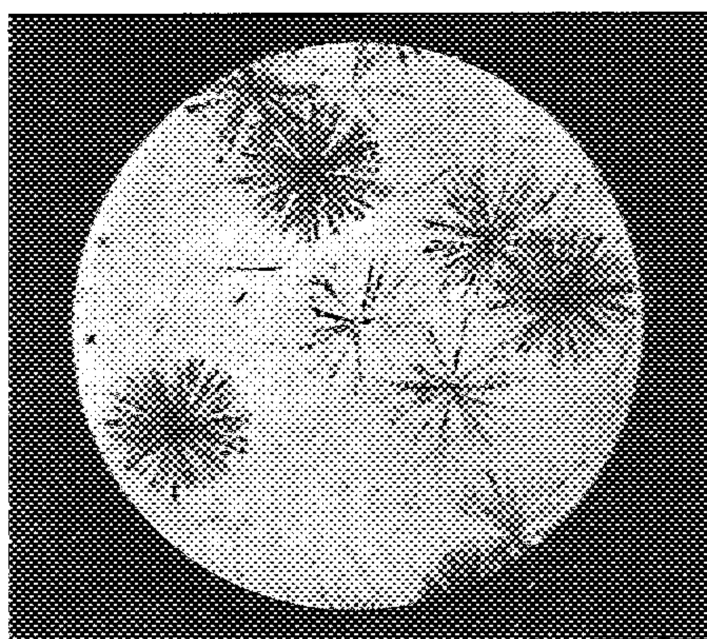


Fig. 2.

l'action individuelle d'une gouttelette (agglomération de molécules de $^{210}PoH_2$); les traces des rayons α se présentent (*fig.* 2) sous forme de traits pleins, celles des protons sous forme de traits pointillés.

La distinction est particulièrement aisée pour une gouttelette où un petit nombre de molécules de $^{210}PoH_2$ sont agglomérées. Les photographies mettent en évidence le grand nombre de protons produits, grand nombre que laisse prévoir la mécanique ondulatoire. L'interaction se produit à la distance de 10^{-8} cm qui sépare ^{210}Po des noyaux d'hydrogène dans la molécule $^{210}PoH_2$. A cette faible distance l'onde corpusculaire possède une grande énergie et expulse les protons de l'agglomération de molécules. En mécanique classique la probabilité de choc particule α-proton serait très faible et le grand nombre de protrons mis en évidence par les photographies ne pourrait être expliqué. Nous pensons donc que notre expérience montre la nécessité d'appliquer la mécanique ondulatoire au cas de l'interaction particule α-proton au sein de la molécule $^{210}PoH_2$.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) D. K. Yovanovitch et D. D. Yovanovitch, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 43.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la relation parcours-énergie des ions* ^{8}Li *dans les émulsions nucléaires*. Note (*) de M. **Jean-Pierre Lonchamp** et Mme **Georgette Robin**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Des ions $^8Li_3$ provenant de la réaction du Be bombardé par des α de 375 MeV, triés magnétiquement, sont reçus dans des émulsions C_2. ^{8}Li est identifiable par son aspect de « trace à marteau », neuf points de la courbe parcours-énergie de ^{8}Li sont déterminés dans la région de 20 à 22 MeV. Ils confirment la courbe proposée précédemment par Lonchamp.

Dans un travail récent l'un de nous (1) a déterminé six points expérimentaux de la courbe parcours-énergie des ions ^{7}Li dans les émulsions nucléaires Il ford C_2 et proposé une relation parcours-énergie pour les divers isotopes du lithium. La discussion de ces relations faisait apparaître quelques divergences entre divers auteurs et il n'était pas sans intérêt d'étendre les investigations expérimentales. Dans ce travail nous nous sommes attachés aux ions ^{8}Li provenant de la réaction du Be bombardé par des α de 375 MeV, triés magnétiquement et reçus sous incidence rasante dans des émulsions C_2. Les ions ^{8}Li sont identifiables par leur aspect caractéristique de « trace à marteau » dû au processus $^8Li \rightarrow e^- + {}^8Be \rightarrow 2\,{}^4He_2$, cet aspect se retrouve d'ailleurs pour les ions ^{8}B par le processus : $^8B \rightarrow e^+ + {}^8Be \rightarrow 2\,{}^4He_2$. Les énergies des ions se déduisent de celles des protons ayant même valeur de $H\rho$ en mesurant les parcours de ces protons. Pour l'une de nos plaques dans laquelle les ions ^{8}Li

ont une énergie de $\sim$22 MeV les corrections relativistes ne sont plus négligeables. En ce qui concerne la mesure des longueurs des traces il y a une difficulté pour fixer l'extrémité de la trace de l'ion Li. Vers cette extrémité il peut y avoir superposition des traces α et de la trace Li, dans la région *ab* (*fig.* 1).

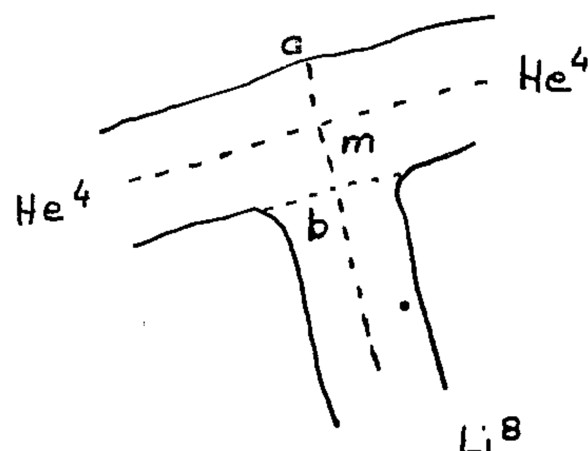


Fig. 1.

Le bord du dernier grain développé appartenant à la trace Li peut occuper toute position entre *a* et *b*. En raison de la répartition statistique des grains vierges toutes ces positions sont équiprobables, nous adoptons une position moyenne définie par l'intersection (*m*) des deux lignes médianes.

Une statistique portant sur 376 traces nous donne une valeur moyenne de $\overline{\text{am}} = 0,60\ \mu$. Nos résultats à savoir neuf points expérimentaux sont reportés sur la figure 2 en même temps que la courbe ajustée à ces points par la méthode des moindres carrés (courbe marquée « expérimentale »).

La dispersion des parcours qui a fait l'objet d'une étude très complète de Barkas et ses collaborateurs (²) a été calculée, elle est caractérisée par une déviation standard de l'ordre de 1,9 μ. Les écarts des différents points expérimentaux par rapport à la droite moyenne semblent distribués normalement.

Nous avons comparé la droite expérimentale à celle construite avec les valeurs proposées par Lonchamp (¹) à partir de ^{7}Li. Cette courbe est reportée sur la figure 2 (courbe marquée « calculée »). On constate que l'accord est très bon, l'écart entre les deux courbes est partout inférieur à 0,4 μ dans l'intervalle d'énergie considéré.

Sur la même figure nous avons porté le point de Barkas (³) à 22,4 MeV et deux points de Gilbert (⁴) à 21,4 et 22,4 MeV. Ces trois points sont en accord raisonnable avec la courbe proposée.

Nous avons dépouillé une plaque correspondant à un domaine d'énergie plus faible ^{8}Li de $\sim$7,5 MeV. Les traces à marteau y sont plus abondantes avec une proportion importante de traces provenant d'ions incomplètement ionisés $^8\text{Li}^{++}$, $^8\text{B}^{++++}$, $^8\text{B}^{+++}$. Pour les ions B nous utilisons la relation de parcours $R_\rho = R_{p\rho}(8/25) + 4,8\ (\mu)$, où $R_{p\rho}$ représente le parcours d'un proton de même vitesse que l'ion bore. Les énergies de ces divers ions sont toujours déduites de celles des protons de même Hρ. On constate qu'il y a interférence

entre les ions Li^{+++} et B^{++++} d'une part et de Li^{++} et B^{+++} d'autre part. Dans ces conditions la seule conclusion peut être que la courbe parcours-énergie de

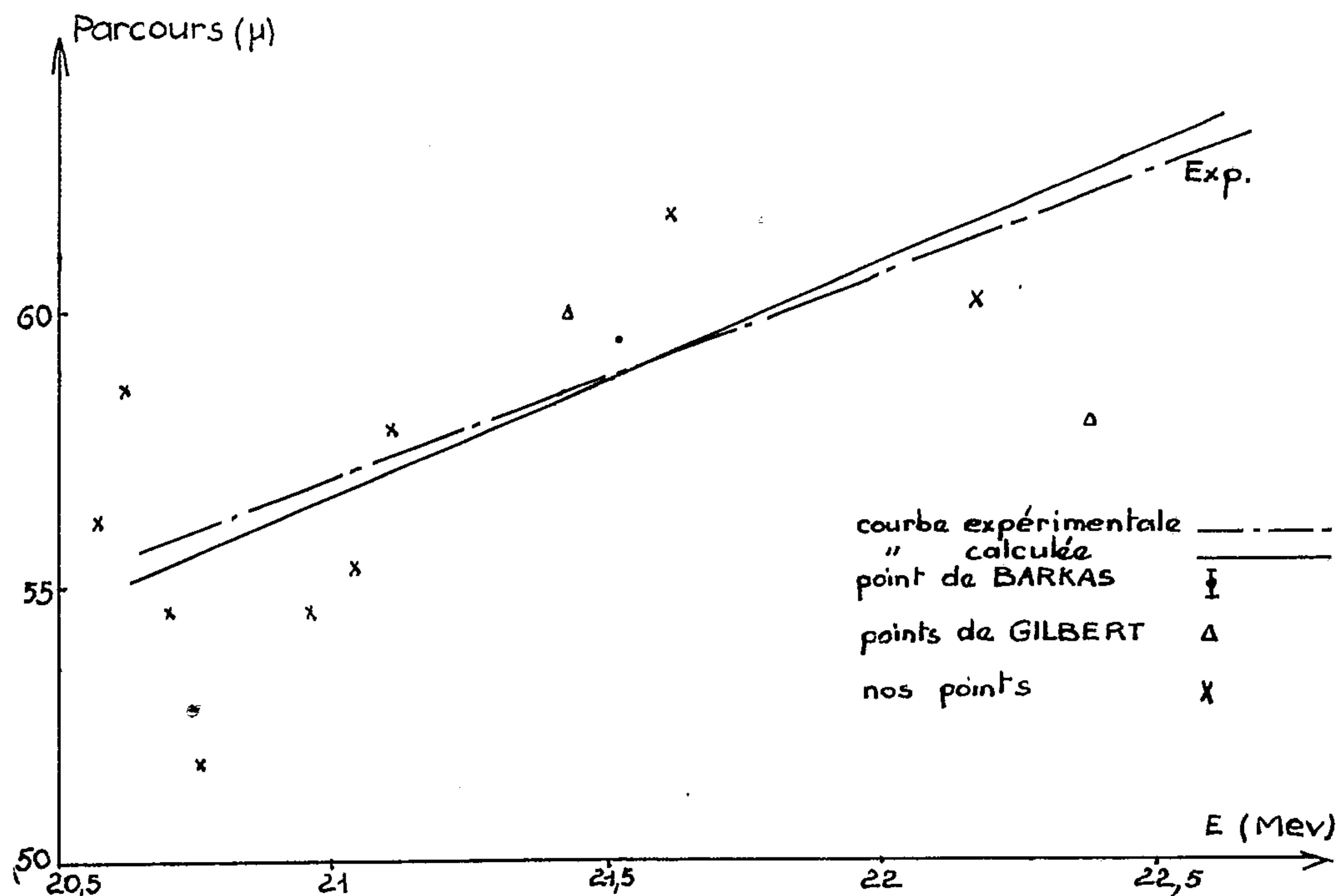


Fig. 2.

^8Li utilisée (dans le domaine de 7 à 8 MeV) n'est pas incompatible avec les données expérimentales. Ces données, en raison du mélange d'ions ne permettent pas de préciser davantage le tracé de la courbe.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) J. P. Lonchamp, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 239.

(2) Barkas, Smith et Birnbaum, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 605.

(3) Barkas, *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 1019.

(4) Gilbert, *U. C. R. L.*, 12, 1954, p. 771.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Diffusion inélastique dans le fer des neutrons de* 14 MeV. Note de MM. **Jagadish Garg** et **Béchir Torki**, transmise par M. Francis Perrin.

Le spectre de neutrons émis lors de la diffusion inélastique des neutrons de 14 MeV dans le fer a été mesuré par la méthode du temps de vol (1), (2), (3). Nous avons trouvé des groupes de neutrons autour de 1,3 MeV, 2,5 MeV et au-delà de 3 MeV.

Dispositif expérimental. — Des neutrons de 14 MeV (*fig.* 1) sont produits

par la réaction T (d, n) ^{4}He dans un des générateurs de neutrons rapides du Laboratoire de Physique atomique et moléculaire du Collège de France; sous une tension de 150 kV, le courant est de 5 μA sur la cible de tritium adsorbé dans le titane. Un scintillateur plastique mince d'épaisseur 1/10e de

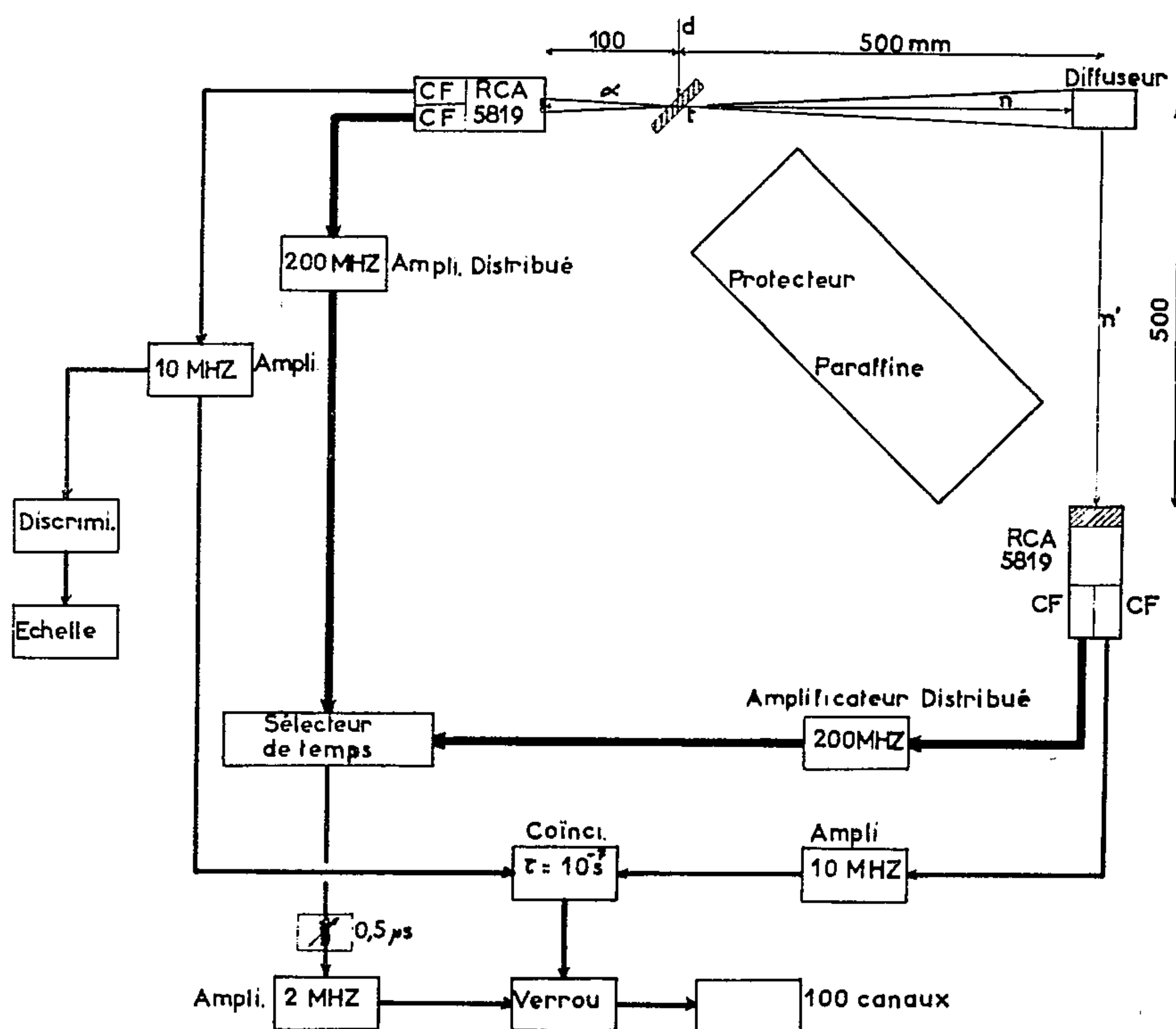


Fig. 1. — Dispositif expérimental.

millimètre et de diamètre 5 mm, placé sous vide, sous-tendant un angle solide de $4\pi/100$ à partir de la source de neutrons, détecte les particules α de la réaction T (d, n) ^{4}He. Afin d'arrêter la lumière de la cible ainsi que les deutérons que celle-ci diffuse, nous avons placé devant le scintillateur une mince feuille d'aluminium d'épaisseur 0,1 mg/cm^2. Dans ces conditions, le spectre des particules α (*fig.* 2) mesuré avec un sélecteur d'amplitude à 100 canaux, a une résolution de 11 %.

Les compteurs de particules α et de neutrons attaquent deux voies, une lente et une rapide. Les impulsions des voies rapides, après être amplifiées par des amplificateurs distribués, entrent dans un sélecteur de temps de vol qui a été construit au laboratoire (4). Les impulsions des voies lentes étant amplifiées et discriminées, sont mises en coïncidence dans un circuit lent. Celui-ci ouvre un verrou qui laisse passer le spectre des neutrons sortant du sélecteur du temps de vol. Les coïncidences lentes

sont utilisées pour éliminer les coïncidences fortuites produites dans la voie rapide. Enfin le spectre est analysé par le sélecteur à 100 canaux.

Nous avons vérifié la linéarité du sélecteur de temps de vol, qui est correcte de 2 à 36 m μs, ce qui représente pour les neutrons une bande d'énergie commençant à environ 1 MeV pour un parcours de 50 cm. Le temps de résolution est de 4 m μs.

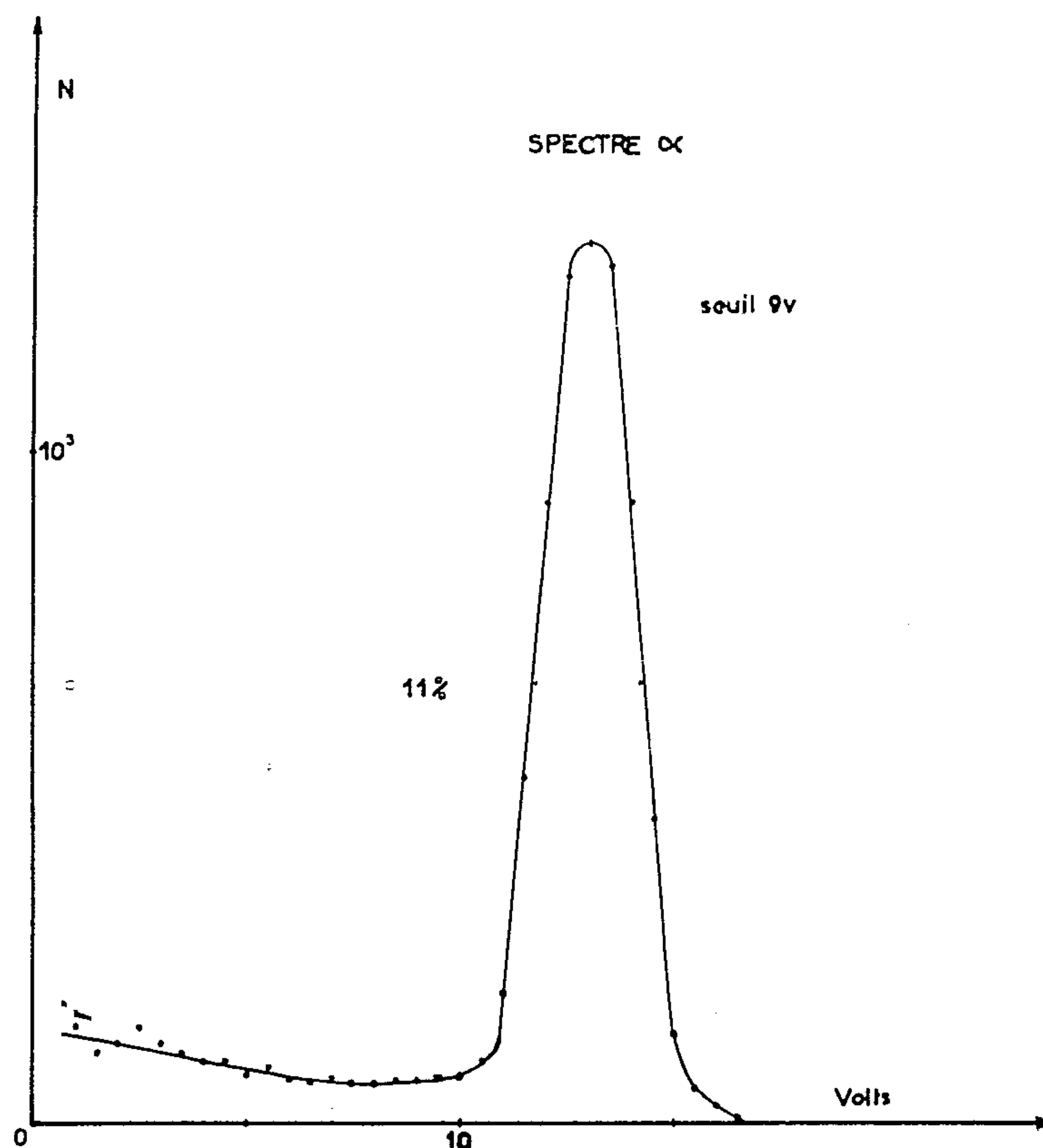


Fig. 2. — Spectre α de la réaction D(t, n)⁴He.

Nous avons cherché le faisceau de neutrons en coïncidence avec les particules α et nous avons trouvé, à une distance de 50 cm, un faisceau circulaire de 5 cm de diamètre.

Un diffuseur de fer cylindrique de 5 cm de diamètre et de 5 cm de long a été placé à 50 cm de la source de neutrons. Nous avons protégé le compteur de neutrons par un écran de paraffine de 40 cm d'épaisseur. Ainsi le bruit de fond dû aux neutrons directs est réduit par un facteur 4.

Résultats. — La figure 3 représente le spectre des neutrons émis lors de la diffusion inélastique des neutrons de 14 MeV, mesuré par la méthode de temps de vol. Ce spectre montre des groupes de neutrons aux environs de 1,3, 2,5 MeV et au-delà de 3 MeV. Des expériences de ce type ont été

réalisées par Graves et Rosen ([5]) et d'autres expérimentateurs par la méthode des plaques photographiques. Ils ont trouvé que le spectre des neutrons diffusés inélastiquement correspond à une distribution maxwel-

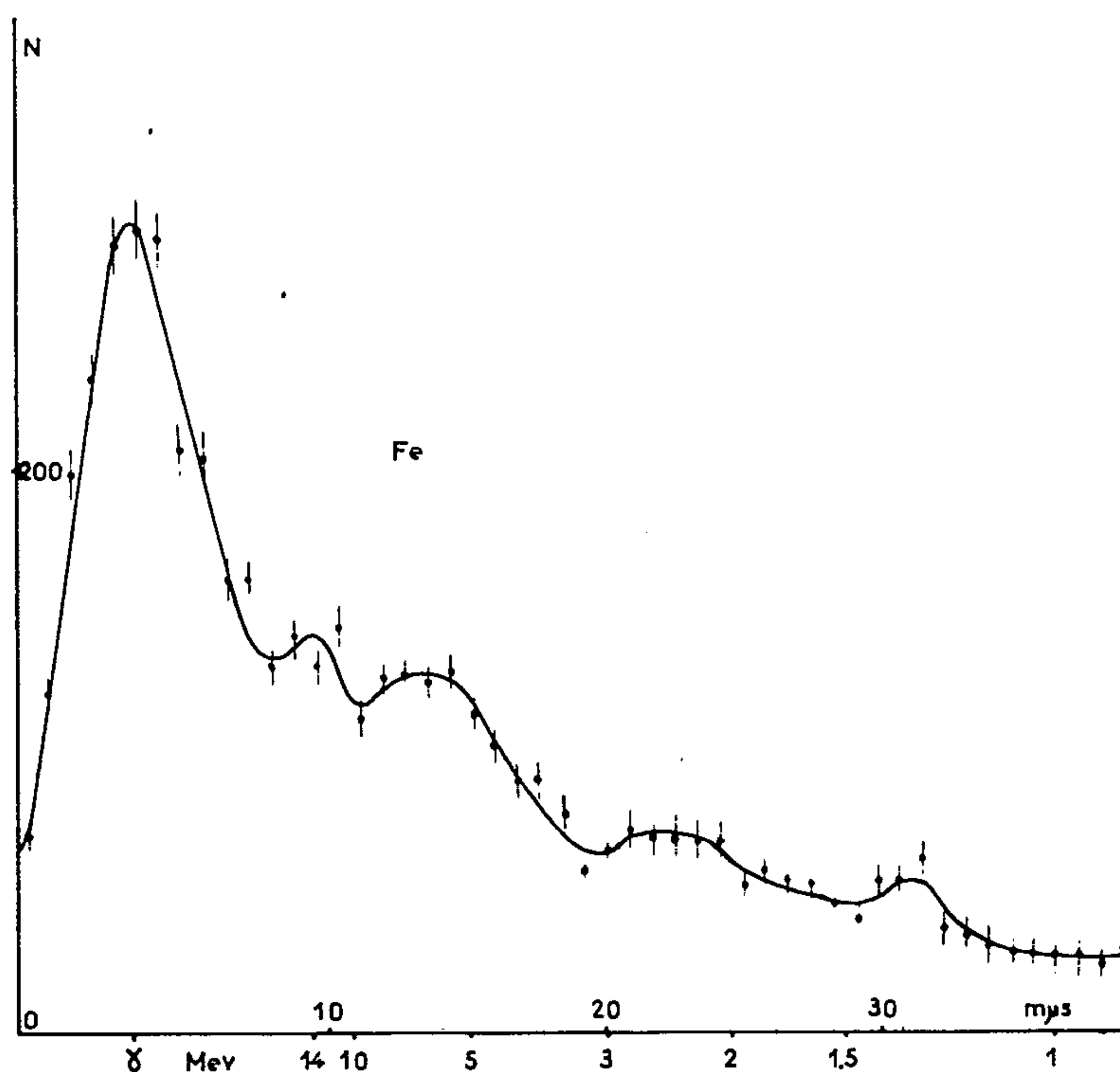


Fig. 3. — Spectre d'énergie des neutrons dans la diffusion des neutrons de 14 MeV dans le fer.

lienne ([6]). Scherrer ([7]) a mesuré le spectre γ dû à la diffusion inélastique à 14 MeV dans le fer et a trouvé une distribution discrète d'énergie. Nos résultats confirmeraient plutôt ceux de Scherrer.

Des mesures pour d'autres éléments sont en cours.

([1]) G. K. O'Neill, *Phys. Rev.*, 95, 1954, p. 1235.
([2]) Cranberg et Levin, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 343.
([3]) Muehlhause, Bloom, Wegner et Glasoe, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 720.
([4]) Rémy et Winter, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 112 A; janvier 1958 (sous presse).
([5]) Graves et Rosen, *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 343.
([6]) Weisskopf, *Phys. Rev.*, 52, 1937, p. 295.
([7]) Scherrer, Theus et Faust, *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 1268.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur les variations des propriétés optiques des couches très minces d'argent sous l'action de l'air.* Note (*) de M. **Jean Trompette**, transmise par M. Jean Cabannes.

Introduction. — On sait, depuis fort longtemps, que les couches très minces d'argent et d'or déposées sur un support transparent, ont un effet

très sélectif sur la lumière blanche qui les traverse ou qui se réfléchit sur elles. P. Rouard [1] a signalé les couleurs présentées, côté support par des couches minces d'argent et d'or obtenues par projection cathodique. Plus tard ces résultats ont été étendus à plusieurs autres métaux déposés par évaporation thermique par P. Rouard et P. Cotton [2]. Cet effet sélectif a été expliqué par le fait que les constantes optiques du corps en couches très minces sont différentes des constantes optiques du corps à l'état massif. En effet, de telles couches sont lacunaires, comme l'ont montré en particulier R. S. Sennet et G. D. Scott en les étudiant au microscope électronique [3].

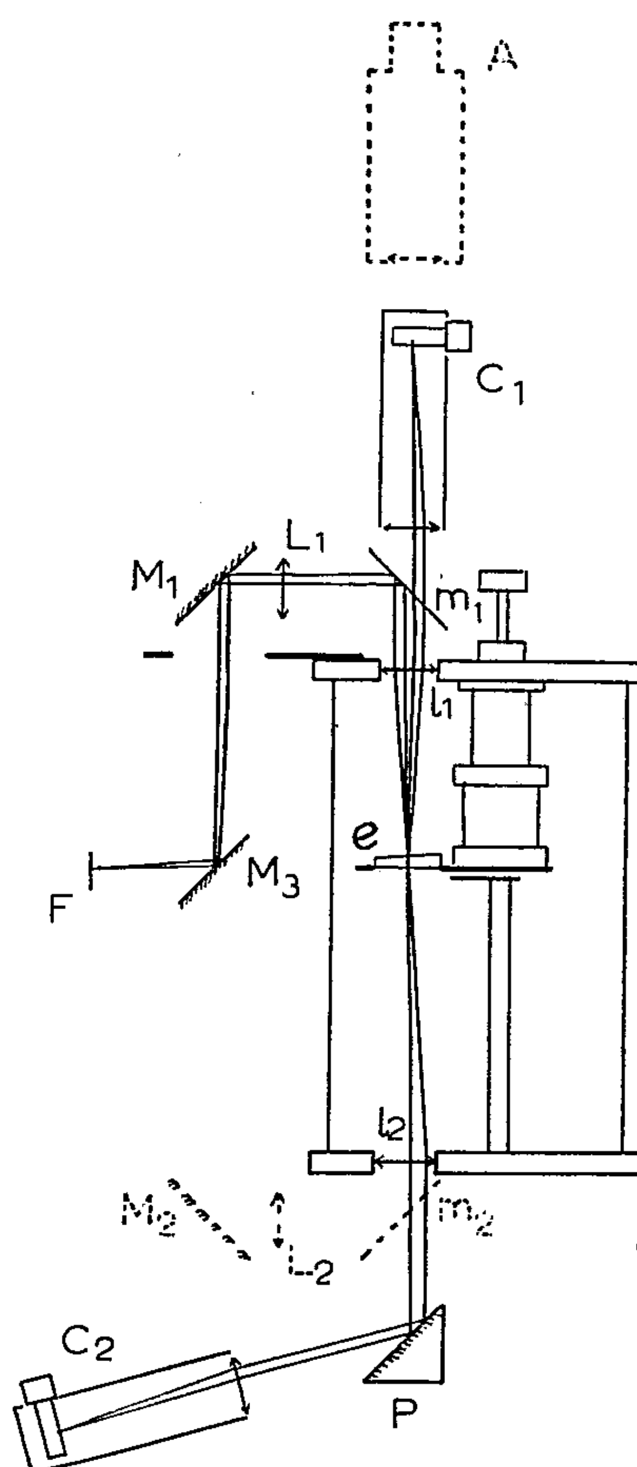


Fig. 1. — Principe des mesures des intensités lumineuses. C_1, C_2, photomultiplicateurs; *e*, lame prismatique en quartz; F, fente de sortie d'un monochromateur double.

Ayant mis au point ces derniers temps un appareillage destiné à l'étude optique des couches minces déposées par évaporation thermique, sous le vide même où ces couches ont été obtenues, nous avons pensé qu'il était intéressant de comparer les propriétés optiques des couches très minces

d'argent, en fonction de la longueur d'onde, dans le vide et dans l'air.

En effet, plusieurs expériences faites sur des couches de quelques millimicrons d'épaisseur nous ont montré que l'action de l'air sur la couche mince se traduit par un déplacement des phénomènes de résonance vers les grandes longueurs d'onde.

2. *Appareillage utilisé.* — Le principe de cet appareillage, qui sera décrit en détail dans un prochain article, est indiqué par la figure 1, qui montre l'agencement intérieur de la cloche à vide.

Avec ce dispositif on peut mesurer, avec une erreur inférieure à 0,5 % de la valeur du flux incident, le facteur de transmission T, les facteurs de réflexion côté air R, et côté support R'. Ces mesures d'intensité peuvent être faites, pour des longueurs d'onde comprises entre 3 500 et 8 000 Å, par comparaison du flux transmis ou réfléchi par la couche mince au flux transmis ou réfléchi par le support nu.

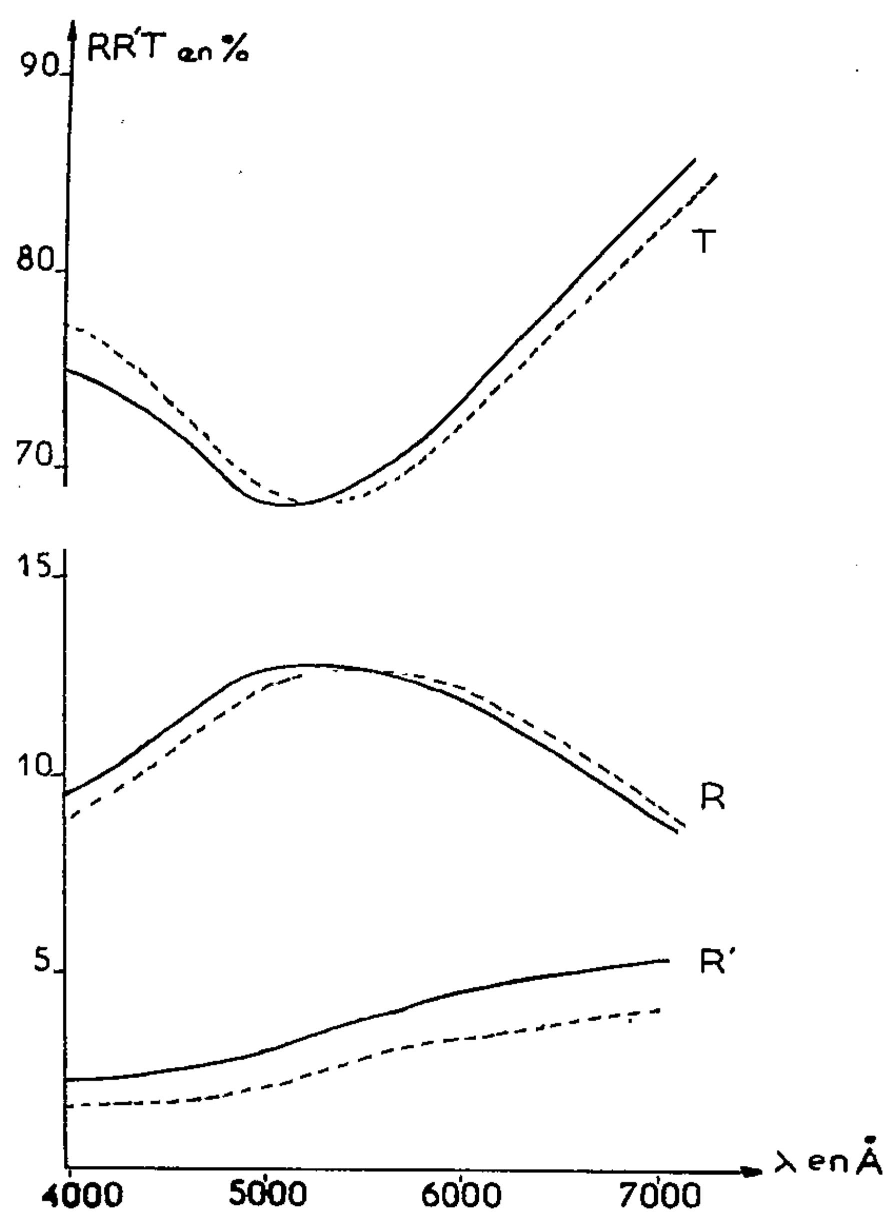


Fig. 2. — Courbes donnant, T, R, R', en fonction de λ.
Les courbes correspondant aux mesures dans le vide sont en trait continu.

Ce dernier est une lame prismatique de quartz taillée perpendiculairement à l'axe optique.

Les couches minces ont été préparées et étudiées sous des vides compris entre 10^{-4} et 5.10^{-5} mm Hg. Les mesures ont été faites dès que l'évolution

spontanée de la couche sous vide était pratiquement terminée, c'est-à-dire environ 15 mn après la fin de la projection.

De même, l'étude dans l'air a été faite lorsque les propriétés de la couche mince ne variaient plus. On n'a observé aucune évolution du facteur de transmission entre les premières mesures, effectuées environ 20 mn après l'entrée de l'air dans la cloche, et les dernières faites 15 jours après.

3. *Résultats.* — Les courbes données par la figure 2 montrent le déplacement vers les grandes longueurs d'onde des minima de T et de R′, et du maximum de R lorsque la couche mince passe du vide dans l'air. Ce déplacement est de l'ordre de 200 Å.

Ces résultats, qui à notre connaissance sont nouveaux, ne peuvent s'expliquer uniquement par une dilatation de la couche mince, sous l'effet d'un phénomène d'absorption. Il semble qu'il y ait un changement de structure de la couche dû à l'action mécanique de l'air.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) P. ROUARD, *Rev. Opt.*, 13, 1934, p. 73.

(2) P. ROUARD et P. COTTON, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 1706.

(3) R. S. SENNET et G. D. SCOTT, *J. Opt. Soc. Amer.*, 40, 1950, p. 203.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Nouvelles observations sur le rôle de l'oxygène adsorbé dans les modifications du profil d'équilibre des surfaces métalliques aux températures élevées.* Note (*) de MM. **JACQUES BÉNARD, JEAN MOREAU, et FINN GRØNLUND,** présentée par M. Georges Chaudron.

Deux d'entre nous ont décrit dans des publications antérieures (1), (2), (3) un type particulier de modification de la microstructure superficielle de certains alliages après traitement à haute température dans une atmosphère d'hydrogène contenant des traces de vapeur d'eau. Nous avions considéré ce phénomène, qualifié de striation par suite de l'aspect présenté fréquemment par les surfaces traitées dans ces conditions, comme une manifestation de l'abaissement de l'énergie superficielle du métal, consécutive à la formation d'une couche d'oxygène adsorbé chimiquement sur la surface. Certaines observations déjà anciennes de Elam (4) sur le cuivre, et des observations plus récentes de J. Bardolle (5) sur le fer, nous ayant conduits à penser qu'un processus analogue pourrait se manifester dans ces métaux, nous avons entrepris de nouvelles expériences afin de le vérifier.

Du fer pur (I. R. S. I. D.) poli électrolytiquement et recuit dans l'hydrogène piégé à l'azote liquide a été traité à haute température dans de l'hydrogène contenant des proportions variables et connues de vapeur d'eau. A 1 200° et pour un rapport pH_2O/pH_2 égal à 1.10^{-2}, l'ensemble

MM. J. Bénard, J. Moreau et F. Grønlund.

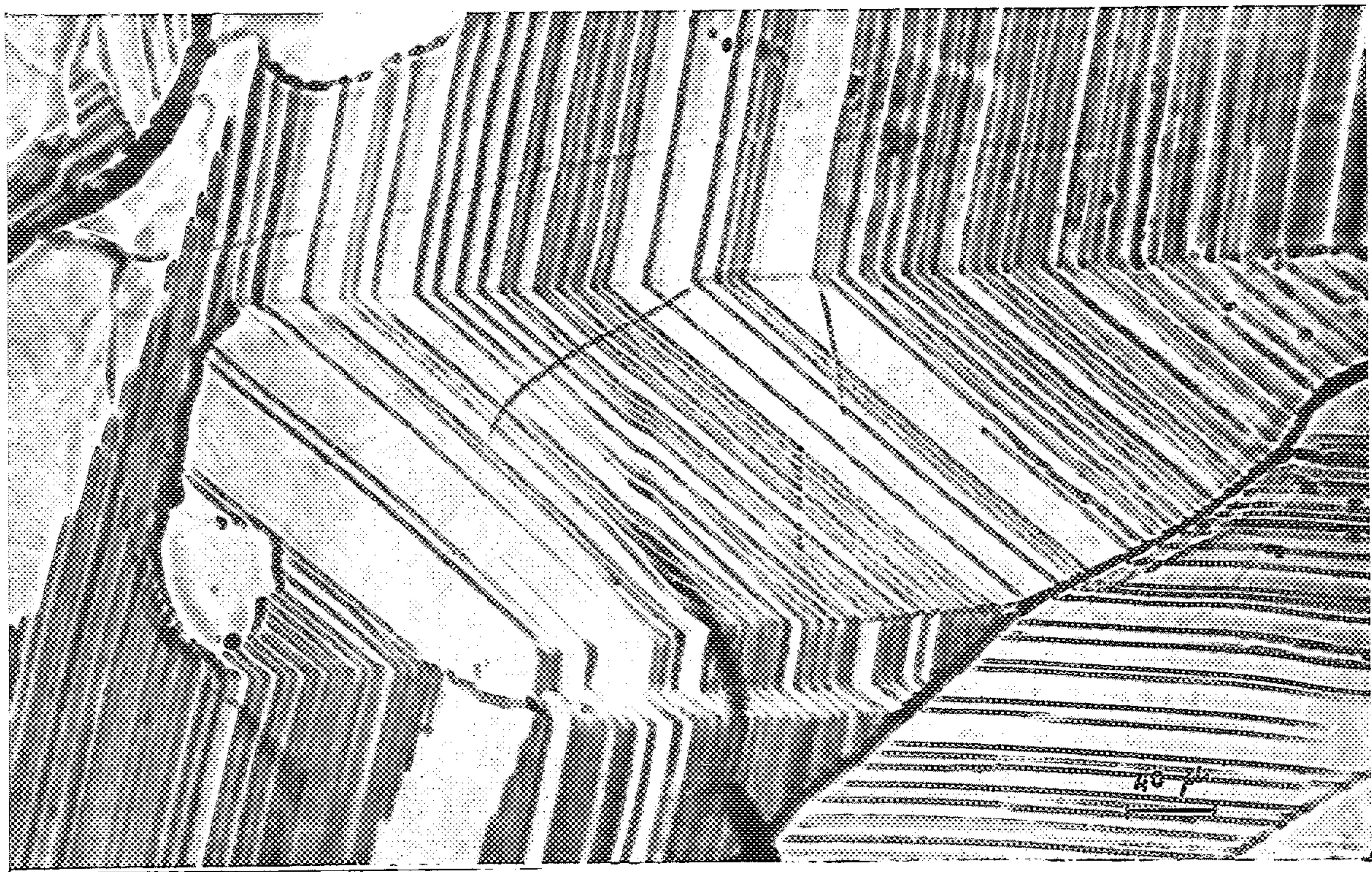


Fig. 1 (× 250).



Fig. 2 (× 1600)

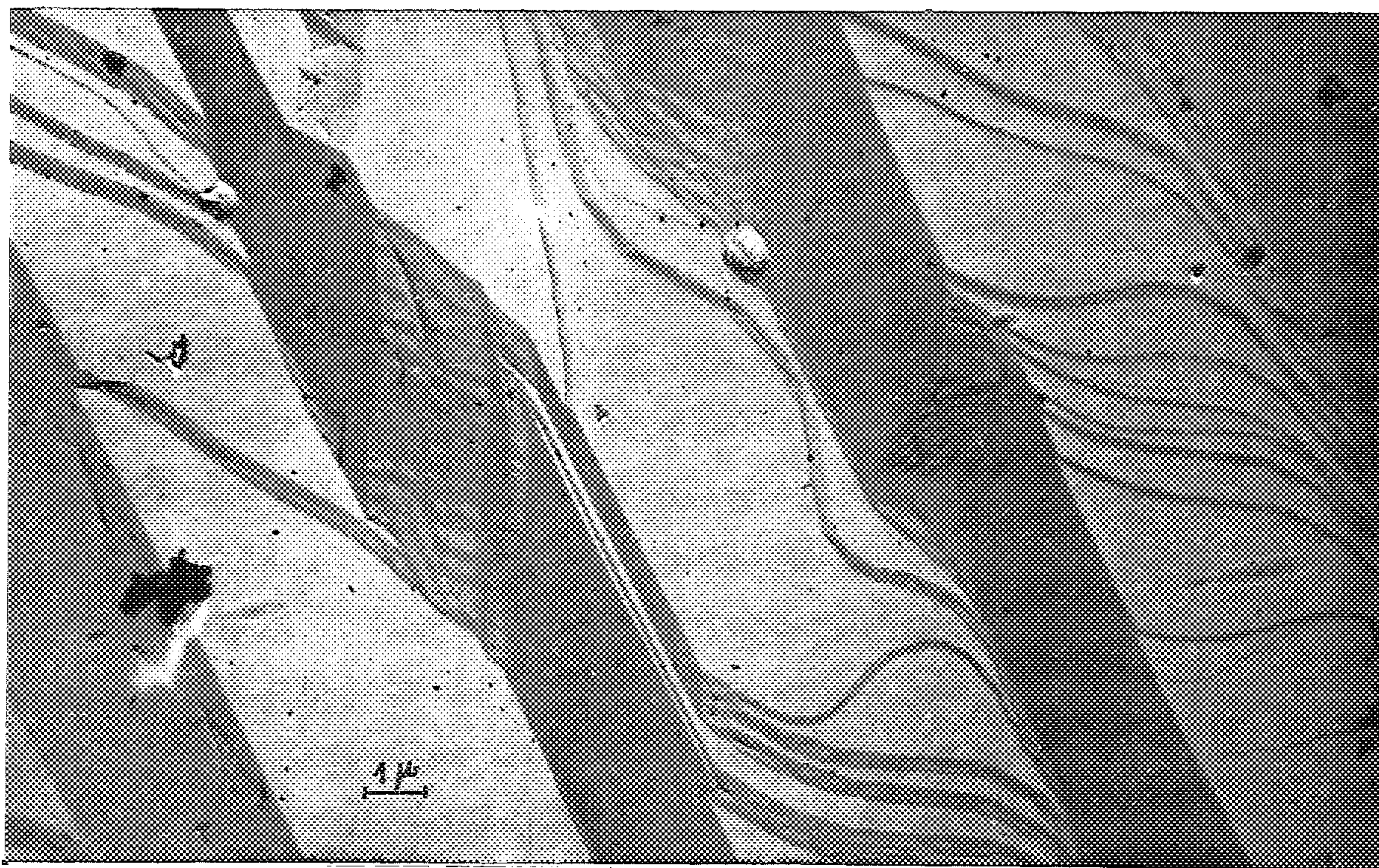


Fig. 3 (× 7000).



Fig. 4 (× 7000).

de la surface se recouvre de reliefs très accusés dont les directions principales sont variables d'un cristal à l'autre. L'aspect obtenu est représenté dans les figures 1 (× 250) et 2 (× 1 600), sur lesquelles on remarque en particulier les structures maclées caractéristiques de l'état γ du fer. Lorsque le rapport pH_2/pH_2 est égal à 5.10^{-1} et pour toutes les valeurs inférieures, les surfaces obtenues apparaissent spéculaires, quelle que soit la durée du traitement. Le passage de l'état strié à l'état spéculaire est réversible et s'opère pour une valeur précise de la pression partielle de la vapeur d'eau; cette valeur parfaitement définie à chaque température pour un métal d'origine déterminée, varie par contre suivant la pureté du métal. Il est à noter que dans toutes ces expériences, la composition de l'atmosphère est très largement réductrice à l'égard de l'oxyde FeO, dont l'absence est d'ailleurs vérifiée par la diffraction électronique.

Dans le cas du cuivre, nous avons pu faire apparaître la striation non plus par un mélange H_2O/H_2, mais par le maintien d'une faible pression résiduelle d'oxygène moléculaire dans l'enceinte. A 1 030° avec un $pO_2 = 1.10^{-4}$ mm Hg on observe un phénomène de striation très accusé ainsi qu'en témoignent les figures 3 et 4 prises au microscope électronique (× 7 000). Lorsqu'on abaisse pO_2 à 1.10^{-6} mm Hg, le phénomène s'atténue sans toutefois disparaître complètement. Par un traitement dans l'hydrogène on arrive à restituer une surface parfaitement spéculaire.

Nous pensons donc que dans le cas du fer et dans celui du cuivre, le processus de striation peut recevoir une explication analogue à celle que nous avions admise antérieurement pour les alliages : lors du traitement dans une atmosphère dont la concentration en agent oxydant est inférieure à celle qui correspond à la dissociation réversible de l'oxyde à la température de l'expérience, la surface du métal est le siège d'un équilibre résersible de chimisorption de l'oxygène; il en résulte un abaissement de l'énergie libre superficielle de certaines faces cristallines dont la stabilité relative se trouve ainsi fortement accrue et qui tendent de ce fait à se concrétiser sous forme de facettes. Un profil d'équilibre prend naissance dans ces conditions, très différent du profil spéculaire toujours observé en milieu nettement réducteur (hydrogène rigoureusement privé d'oxygène et de vapeur d'eau).

Depuis nos premières publications sur ce sujet, différents auteurs ayant observé des aspects similaires sur des surfaces traitées à haute température et sous basse pression d'oxygène, ont cru pouvoir les attribuer à un processus d'évaporation : observations de F. W. Young [6] et de Votava, Berghezan et Gilette [7] sur le cuivre; cette explication avait également été avancée parmi d'autres par Chalmers, King et Shuttleworth [8] à la suite de leurs recherches sur l'argent. Nous avons fait un certain nombre

d'expériences complémentaires dans le but de prendre position à l'égard de cette hypothèse.

Lorsque le fer est traité à 1 200° dans l'hydrogène sous une pression voisine de la pression atmosphérique et contenant des traces de vapeur d'eau, ainsi qu'il est indiqué plus haut, la pesée des échantillons avant et après le traitement démontre que le départ du métal par évaporation est trop faible pour pouvoir être rendu responsable de la striation qui se développe à la surface du métal. C'est donc essentiellement à la faveur d'un processus de diffusion superficielle que s'édifie dans ces conditions le nouveau profil de la surface.

Lorsque le cuivre est traité à 1 020° dans l'argon sous une pression voisine de la pression atmosphérique et contenant des traces d'oxygène, on se trouve placé dans des conditions comparables aux précédentes : absence d'évaporation et striation prononcée. Par contre, lorsque le cuivre est traité à la même température sous une pression résiduelle d'hydrogène égale à 1.10^{-3} mm Hg, on observe une évaporation irréversible rapide du métal sans que la surface de celui-ci cesse de présenter un aspect spéculaire, ce qui s'explique par la faible valeur de la pression dans l'enceinte et par le fait que le milieu reste réducteur. Remplaçons enfin la pression résiduelle d'hydrogène par une pression résiduelle équivalente d'oxygène : l'évaporation reste, comme il fallait s'y attendre, comparable à ce qu'elle était dans l'expérience précédente, mais le phénomène de striation apparaît.

Il résulte donc de ces expériences que, bien que l'évaporation irréversible et la striation puissent dans certaines conditions se produire simultanément, il s'agit en fait de deux phénomènes indépendants, dont l'un est lié à la pression totale du milieu et l'autre à la pression partielle de l'agent oxydant dans ce milieu.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) J. Bénard et J. Moreau, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1659.
(2) J. Moreau et J. Bénard, *J. Chim. Phys. Fr.*, 53, 1956, p. 787.
(3) J. Bénard, J. Moreau et J. Plateau, *Z. Elektrochem.*, 61, 1957, p. 5965.
(4) Elam, *Trans. Faraday Soc.*, 32, 1936, p. 1604.
(5) J. Bardolle et J. Bénard, *Rev. Métall. Fr.*, 49, 1952, p. 613.
(6) F. W. Young, *J. Appl. Phys.*, 27, 1956, p. 554.
(7) E. Votava, A. Berghezan et R. H. Gilette, *Naturwiss.*, 44, 1957, p. 372.
(8) B. Chalmers, R. King et R. Shuttleworth, *Proc. Roy. Soc.* (A), 193, 1948, p. 465.

Laboratoire de Chimie minérale B (E. N. S. C. P.)
et Institut de Recherches de la Sidérurgie (Saint-Germain-en-Laye.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la cinétique de croissance de la pellicule d'oxydation superficielle du fer dans la vapeur d'eau aux températures élevées.* Note (*) de MM. **Jean Païdassi** et **David Fuller**, présentée par M. Georges Chaudron.

Dans une communication antérieure ([1]) nous avons précisé la constitution et la morphologie de la pellicule d'oxydation superficielle du fer dans la vapeur d'eau dans l'intervalle 700-1 250° C. Dans la présente communication nous nous proposons d'étudier la cinétique de croissance de la pellicule dans le même intervalle. Nous rappelons que cette pellicule est constituée, quelles que soient les conditions de l'essai, par une seule couche de protoxyde de fer (sauf dans l'intervalle 900-920° C et des durées supérieures à 6 h où apparaît

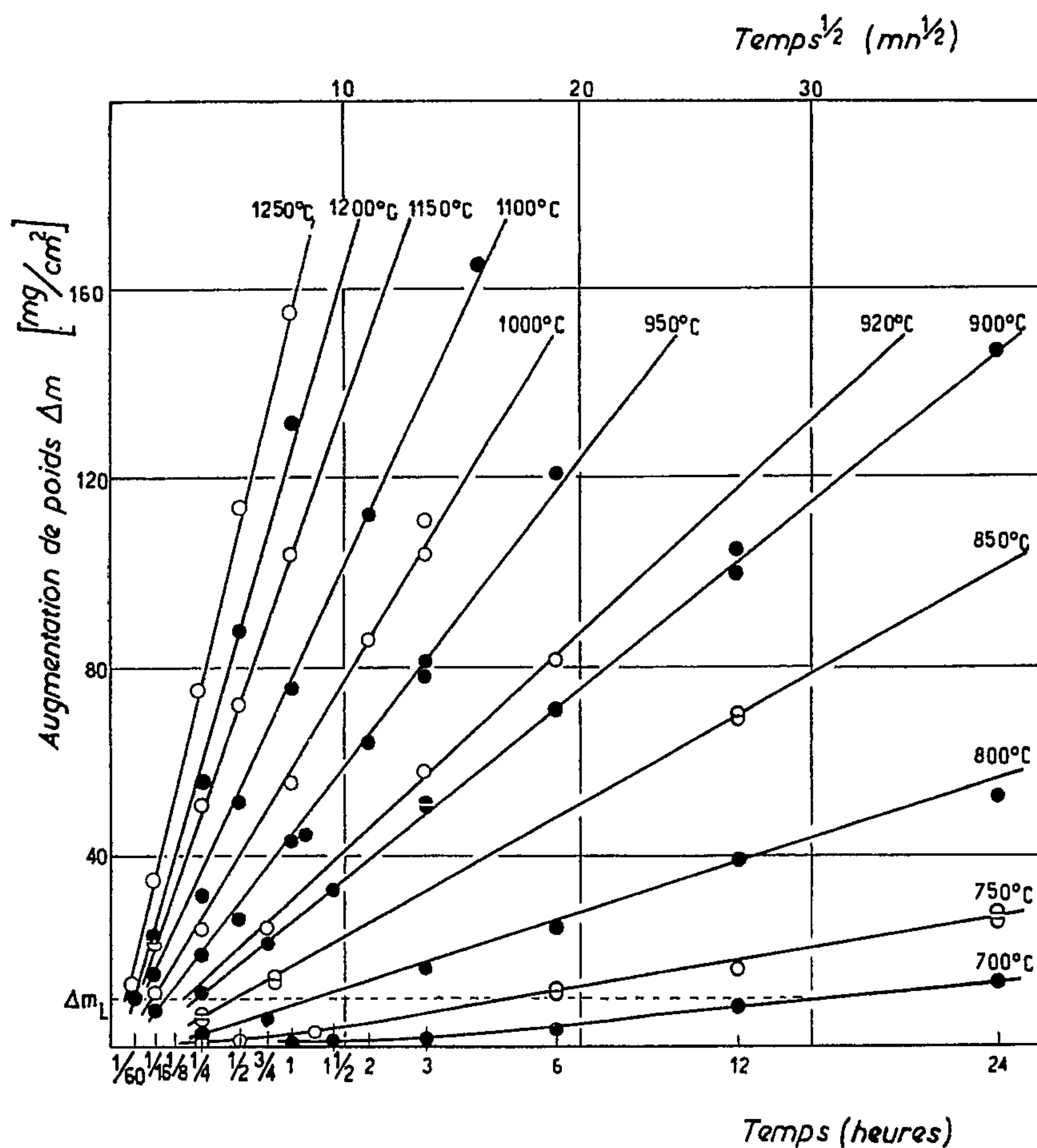


Fig. 1.

une couche interrompue de magnétite). Compte tenu de ce résultat et du fait que la pellicule présente une excellente adhérence à son support métallique,

il est possible de caractériser valablement l'essai d'oxydation par l'augmentation de poids Δm par centimètre carré de surface initiale de l'échantillon.

Sur la figure 1 où chaque point expérimental correspond à un essai différent, nous avons récapitulé en coordonnées semi-logarithmiques les résultats obtenus pour le fer pur. L'étude attentive de ces courbes montre qu'à une température quelconque de l'intervalle, la croissance de la pellicule obéit d'abord à la loi linéaire d'équation $\Delta m = k_l t$ où t est le temps et k_l une constante, la loi parabolique d'équation $(\Delta m)^2 = k_p(t - t_0)$, k_p et t_0 étant deux constantes, ne s'établissant qu'à partir du temps t_L, pour lequel droite et parabole sont tangentes en L.

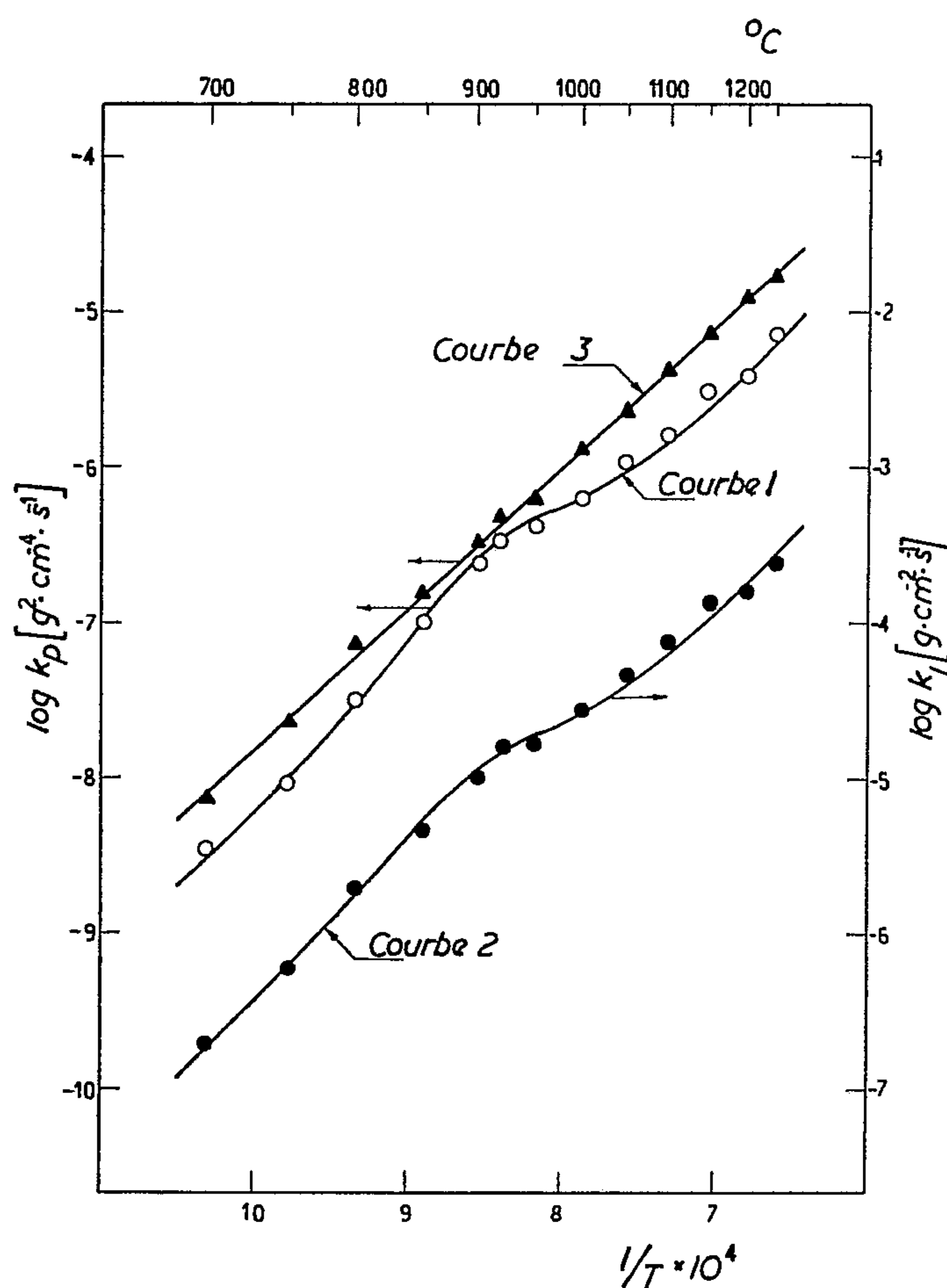


Fig. 2.

Quand la température d'oxydation croît de 700 à 1250°C, t_L décroît de 12 h à quelques secondes. Par contre Δm_L et e_L l'épaisseur correspondante de la pellicule, restent sensiblement indépendants de la température et égaux

à environ 10 mg/cm[2] et 75 μ respectivement. Pour le fer Armco on obtient la même forme générale pour les courbes isothermes, cependant à égalité de température, la constance k_1 est plus faible et la durée d'oxydation linéaire t_L plus grande.

L'existence d'une portion linéaire dans la courbe d'oxydation démontre que pour des durées $t < t_L$ la croissance de la pellicule de protoxyde est limitée par une réaction interfaciale. Ce n'est que lorsque la concentration constante de régime permanent est atteinte sur l'interface FeO — H_2O que la croissance devient limitée par le processus diffusionnel et se poursuit suivant la loi parabolique classique. Ce point sera développé dans une communication ultérieure.

Sur le diagramme de la figure 2 nous avons indiqué la variation en fonction de la température absolue de la constante d'oxydation parabolique k_p (courbe 1) et de la constante linéaire k_l (courbe 2) dans le cas du fer pur. On constate que cette variation ne permet de caractériser aucun des deux processus d'oxydation par une chaleur d'activation. Cependant on remarque que les deux courbes se déduisent l'une de l'autre par une translation parallèle à l'axe des k, ce qui indique que le rapport k_p/k_l reste sensiblement constant dans tout l'intervalle. (Ce fait, comme il est facile de le montrer, est équivalent au fait déjà vu que Δm_L ou e_L sont indépendants de la température.)

La courbure de la courbe 2 est due à ce que la différence de concentration en oxygène entre les deux interfaces limitant la phase FeO n'est pas indépendante de la température alors qu'elle l'est dans le cas de l'oxydation du fer dans l'air comme le montre le fait que la courbe 3 correspondante est une droite ([2]). On constate que cette droite est toujours au-dessus de la courbe 2 sauf dans l'intervalle 920-950°C où elles sont sensiblement tangentes. Ceci pouvait être prévu puisque comme nous l'avons établi micrographiquement la pellicule formée en atmosphère de vapeur d'eau, ne comporte une couche externe Fe_3O_4 que dans cet intervalle ([1]), alors que dans le cas de l'oxydation du fer dans l'air une couche continue de Fe_3O_4 existe dans tout l'intervalle 700-1250°C étudié ([2]).

(*) Séance du 27 janvier 1958.

([1]) J. PAÏDASSI et D. FULLER, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 604.

([2]) J. PAÏDASSI, *Rev. Mét.*, 54, 1957, p. 569.

(*Département de Métallurgie de l'Université de Concepción, Concepción, Chili.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Spectre infrarouge et structure de la protamine et de la nucléoprotamine.* Note (*) de Mlle **Christiane de Lozé**, présentée par M. Louis Hackspill.

Nous avons étudié une protamine préparée à l'état de sulfate, par les Laboratoires Hoffmann-Laroche, et une nucléoprotamine, que nous avons extraite à partir du sperme de Saumon, par la méthode de Mirsky et Pollister [1].

Les deux substances ont été examinées sous forme de films exposés à une atmosphère à 100 % d'humidité relative. Nous avons également examiné des films deutérés et hydratés, dans les mêmes conditions, par la vapeur d'eau lourde.

1. *Protamine.* — Le spectre du film de protamine comporte essentiellement un massif intense à deux sommets vers 1670 et 1645 cm^{-1} (courbe *a*).

Dans le spectre de la protamine deutérée, on observe une dislocation de ce massif : l'absorption dans cette région s'affaiblit et subsiste sous la forme de deux bandes moyennes à 1660 et 1645 cm^{-1}, tandis qu'appaissent deux sommets nouveaux à 1610 et 1585 cm^{-1} (courbe *b*).

Cette dislocation montre que l'absorption intense à 1670-1645 cm^{-1} est due en réalité à plusieurs vibrations qui se produisent à peu près à la même fréquence, et dont les unes sont déplacées, les autres non déplacées par la deutération.

On sait que la bande amide I de la liaison peptidique se situe à 1 650 cm^{-1} (parfois dédoublée en deux bandes à 1 660-1 640 cm^{-1}), et n'est pas sensible à la deutération. Il paraît donc raisonnable d'attribuer à la liaison peptidique l'absorption observée à 1 660 et 1 645 cm^{-1}, dans le spectre de la protamine deutérée. Par contre, les bandes 1 610 et 1 585 cm^{-1} des mêmes spectres doivent être dues à d'autres groupements comportant des hydrogènes échangeables. La protamine étant particulièrement riche en arginine, on peut attribuer ces bandes aux groupements $\overset{\overset{\displaystyle ND_2}{|}}{—C}{=}ND$. Leur forte intensité par rapport à la bande 1 660 cm^{-1} montre que l'absorption due à l'arginine est supérieure à celle de la liaison peptidique.

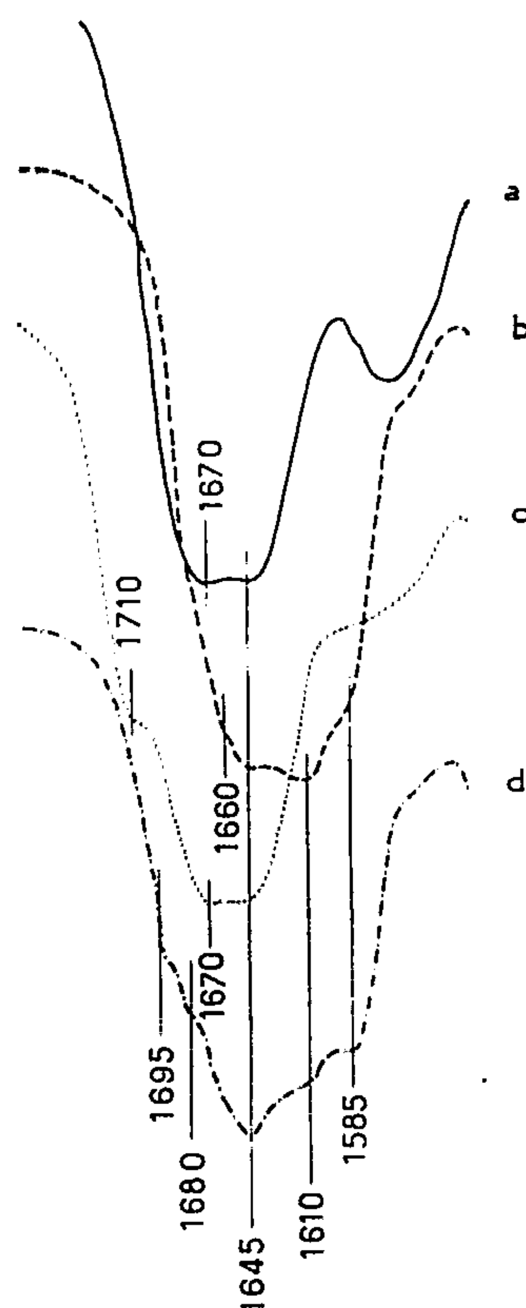
Par conséquent, l'absorption du groupement $\overset{\overset{\displaystyle NH_2}{|}}{—C}{=}NH$ en milieu non deutéré est responsable en majeure partie du massif observé à 1 670-1 645 cm^{-1} dans le spectre de la protamine. La liaison peptidique n'y contribue que pour une faible part. Dans ces conditions il est impossible de déterminer si la protamine est en structure α ou β.

2. *Nucléoprotamine.* — Les spectres de la nucléoprotamine sont très analogues

à ceux de la protamine et subissent les mêmes variations en fonction de la deutération (courbes *c* et *d*). Il faut toutefois noter deux différences par rapport au spectre de la protamine :

— il existe une bande nouvelle à 1 710 cm^{-1}, qui après deutération donne lieu à deux sommets à 1 695-1 680 cm^{-1} ;

— la bande la plus intense est à 1 645 et non à 1 610 cm^{-1} comme dans la protamine.



Protamine et Nucléoprotamine.

a. Film exposé à une atmosphère à 100 % d'humidité relative (vapeur H_2O) } Protamine.
b. » » » » » » (vapeur D_2O)
c. Film exposé à une atmosphère à 100 % d'humidité relative (vapeur H_2O) } Nucléoprotamine.
d. » » » » » » (vapeur D_2O)

Les bandes communes à la protamine et à la nucléoprotamine représentent sans aucun doute l'absorption due à la fraction protéique de cette dernière. D'après ce que nous venons de voir, on ne peut tirer aucune conclusion relative à la structure α ou β de cette fraction. Il nous paraît donc impossible de retenir la suggestion de Ambrose et Butler qui avaient cru pouvoir conclure à la forme β de la protéine, par suite de la présence d'un maximum à 1 640 cm^{-1} (2). Cette suggestion avait d'ailleurs été critiquée par Fraser (3).

L'absorption à 1 710 cm^{-1}, qui passe à 1 695-1 680 cm^{-1} par deutération, est probablement due à l'acide nucléique en structure B, qui présente la même bande dans les mêmes conditions ([4]). L'acide nucléique présente également une bande à 1649 cm^{-1}, qui renforce probablement l'absorption de l'arginine à cette fréquence.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

([1]) A. E. Mirsky et A. W. Pollister, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, U. S. A., 28, 1942, p. 344.

([2]) E. J. Ambrose et J. A. V. Butler, *Disc. Far. Soc.*, n° 13, 1953, p. 261.

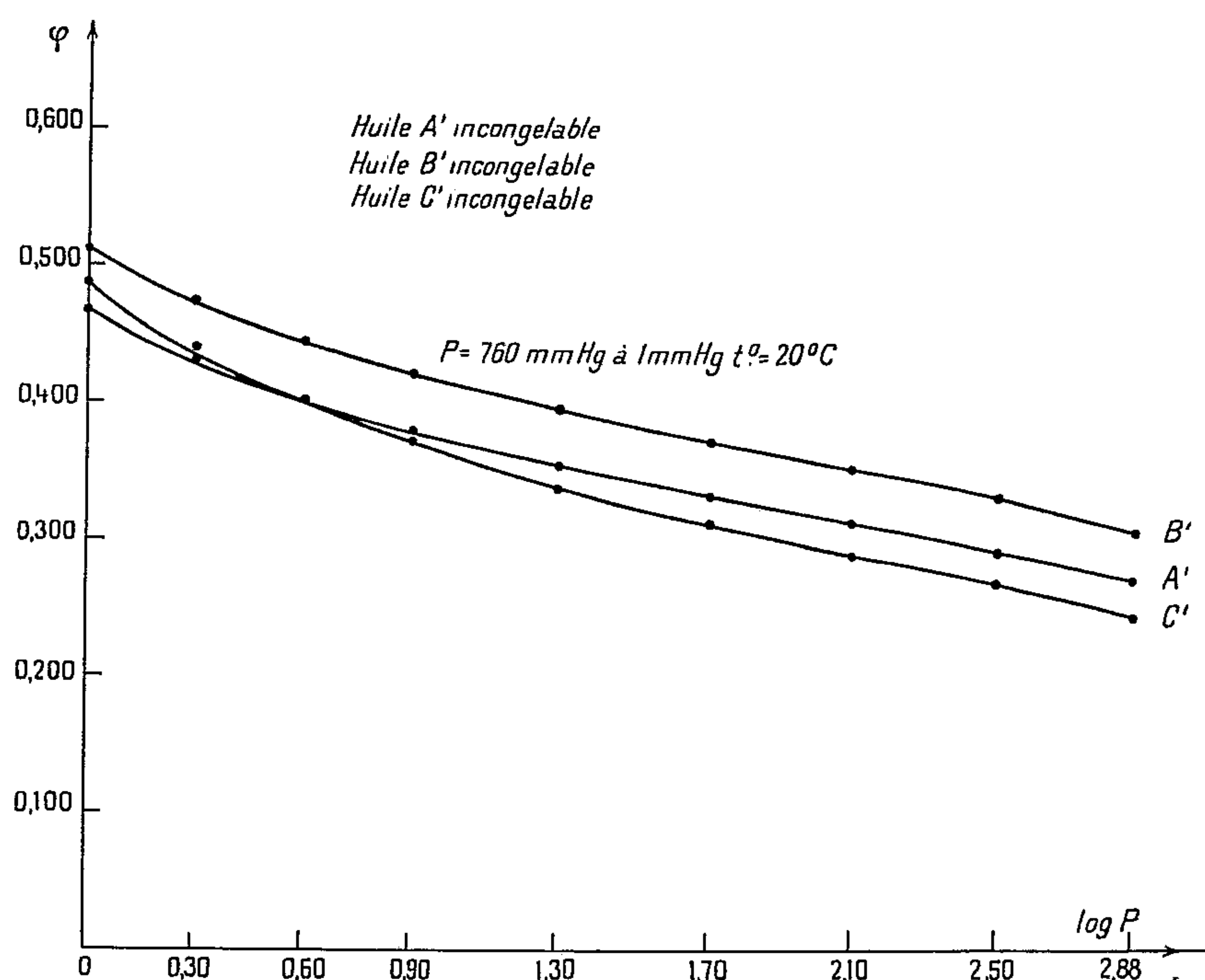
([3]) R. D. B. Fraser, *Disc. Far. Soc.*, n° 13, 1953, p. 284.

([4]) H. Lenormant et C. de Lozé, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1955, p. 1051.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Influence de la pression du gaz extérieur sur l'onctuosité des lubrifiants*. Note (*) de M. **Grégoire Volovick**, transmise par M. René Thiry.

Étude des variations de l'onctuosité des lubrifiants à différentes pressions dans un milieu gazeux : air, azote et CO^2.

Dans le présent travail nous donnerons la suite d'expériences faites sur les variations de l'onctuosité φ des lubrifiants pour machines frigorifiques à des pressions inférieures à 1 mm Hg dans un milieu gazeux : air, azote et CO_2 [*voir* ([2])].



L'appareil est l'onctuosimètre de Charron ([1]) légèrement modifié par l'adjonction d'un enregistreur automatique des tensions des dynamomètres ([3]), ([4]), ([5]), ([6]).

Rappelons que le coefficient de frottement f est donné lorsque l'équilibre est atteint par la formule $f = (\log T_1 - \log T_2)/\pi \log e$.

Si F est le coefficient de frottement à sec après une préparation bien définie du cylindre et de la chaînette de l'appareil et si f est ce même coefficient de frottement en présence du lubrifiant à étudier, l'onctuosité φ est donnée par $\varphi = (F - f)/F$.

Les résultats dans le cas de l'air, pour les lubrifiants : A′ Incongelable, B′ incongelable et C′ Incongelable sont donnés par le tableau ci-dessous, pour différentes pressions.

Pressions Hg.		Temps	Onctuosité φ. — Incongelable.		
(mm Hg).	log*p*.	(mn).	A′.	B′.	C′
760	2,88	360	0,276	0,310	0,250
315	2,50	»	0,294	0,338	0,276
125	2,10	»	0,314	5,358	0,294
50	1,70	»	0,338	0,378	0,314
20	1,30	»	0,358	0,400	0,340
8	0,90	»	0,378	0,424	0,370
4	0,60	»	0,400	0,448	0,400
2	0,30	»	0,430	0,478	0,440
1	0	»	0,470	0,514	0,490

Les courbes données sont celles qui ont été obtenues au bout de 360 mn à $t = 20°C$.

Il faut noter ici que c'est l'onctuosité limite pour chaque pression que nous avons portée en ordonnée. En réalité, pour chaque pression, l'onctuosité augmente en passant par plusieurs paliers pour aboutir au palier stable. Le phénomène est reversible. Les indications de l'appareil restent identiques à elles-mêmes, quelle que soit la durée de l'expérience.

Conclusion. — Les résultats obtenus confirment notre supposition précédente, à savoir que la surface du cylindre est couverte par une couche d'assises moléculaires de gaz et d'huile adsorbés, que sous l'action du vide les molécules de gaz disparaissent, que l'épilamen tend à être de plus en plus constitué par des molécules d'huile et que, par suite, il doit y avoir augmentation de l'onctuosité φ.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

([1]) *Voir* Volovick, *Groupement Français pour le développement des recherches aéronautiques*. Note technique n° 23.

([2]) *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 1354.

([3]) *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 916.

([4]) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 459.
([5]) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 302.
([6]) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 483.
([7]) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1986.
([8]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 598.

ÉLECTROCHIMIE. — *Action des ultrasons sur la formation de la passivité par polarisation anodique*. Note (*) de M. **Jacques Guitton**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'application des ultrasons à l'étude de la passivité anodique permet de définir les différentes actions de ceux-ci par séparation des effets oxydants et mécaniques de la cavitation.

Différents auteurs ont étudié la passivation anodique sous l'influence des ultrasons accompagnés de cavitation. Schmid et Ehret ([1]) ont trouvé un ralentissement dans l'apparition de celle-ci, en employant une anode de plomb dans $CO_3\,Na_2$; par contre, avec l'aluminium et le nickel dans $SO_4\,Na_2$, ils ont constaté qu'elle apparaissait plus rapidement.

J. J. Trillat ([2]) a fait vibrer une anode d'aluminium fixée sur le quartz émetteur et a constaté que la couche d'alumine formée était amorphe, parsemée de trous et que sa tension de claquage était diminuée.

Nous-mêmes avons remarqué ([3]) qu'avec une anode de fer dans $SO_4\,H_2$ l'apparition de la passivité était accélérée.

Il semblerait donc, qu'en ce qui concerne cette action, les résultats ne soient pas concordants, la passivité étant augmentée ou diminuée selon les expérimentateurs.

Nous avons repris cette étude à la lumière des expériences de M. Prudhomme ([4]) et en tenant compte de nos résultats précédents ([5]) : la cavitation est accompagnée d'un effet oxydant (éliminé par H_2, l'éther ou l'acétone) et d'un effet mécanique destructeur puissant. Le CO_2 supprime ces deux effets ne laissant plus subsister qu'une intense agitation.

En raison de cette oxydation, les résultats énoncés plus haut nous ont semblé normaux en ce qui concerne Al, Ni et Fe. Nous avons retrouvé ces phénomènes, mais nous avons repris en détail l'étude sur le plomb.

Nous avons passivé anodiquement une plaque de Pb de 1 cm^2; successivement dans un bain de $CO_3\,Na_2$ 1 N et de $SO_4\,Na_2$ 0,5 N. La cathode était une plaque de platine de 10 cm^2. La densité de courant, maintenue constante, était de 10 mA/cm^2, suffisamment élevée pour que le potentiel anodique soit supérieur au potentiel de décharge de l'oxygène.

L'anode était placée perpendiculairement aux ondes ultrasonores (3 W/cm^2; 960 kHz); la cellule était située dans l'axe du faisceau et

obturée vers le bas par une feuille de cellulose ne déviant ni n'absorbant les ultrasons. Seule l'anode était soumise à leurs actions; un siphon la reliait au compartiment cathodique. La cellule plongée dans un thermostat à circulation d'eau n'était pas échauffée par les ultrasons et sa température se maintenait à 20° C.

Les résultats de l'étude dans $SO_4\ Na_2$ sont représentés dans la figure 1. Ils montrent que la passivité apparaît plus vite en présence d'ultrasons, ce qui est normal en raison des actions oxydantes de ces vibrations. Ceci peut s'expliquer par le fait que la surtension de l'oxygène est plus faible en présence de cavitation ([3]) et peut-être aussi parce que la couche d'oxyde

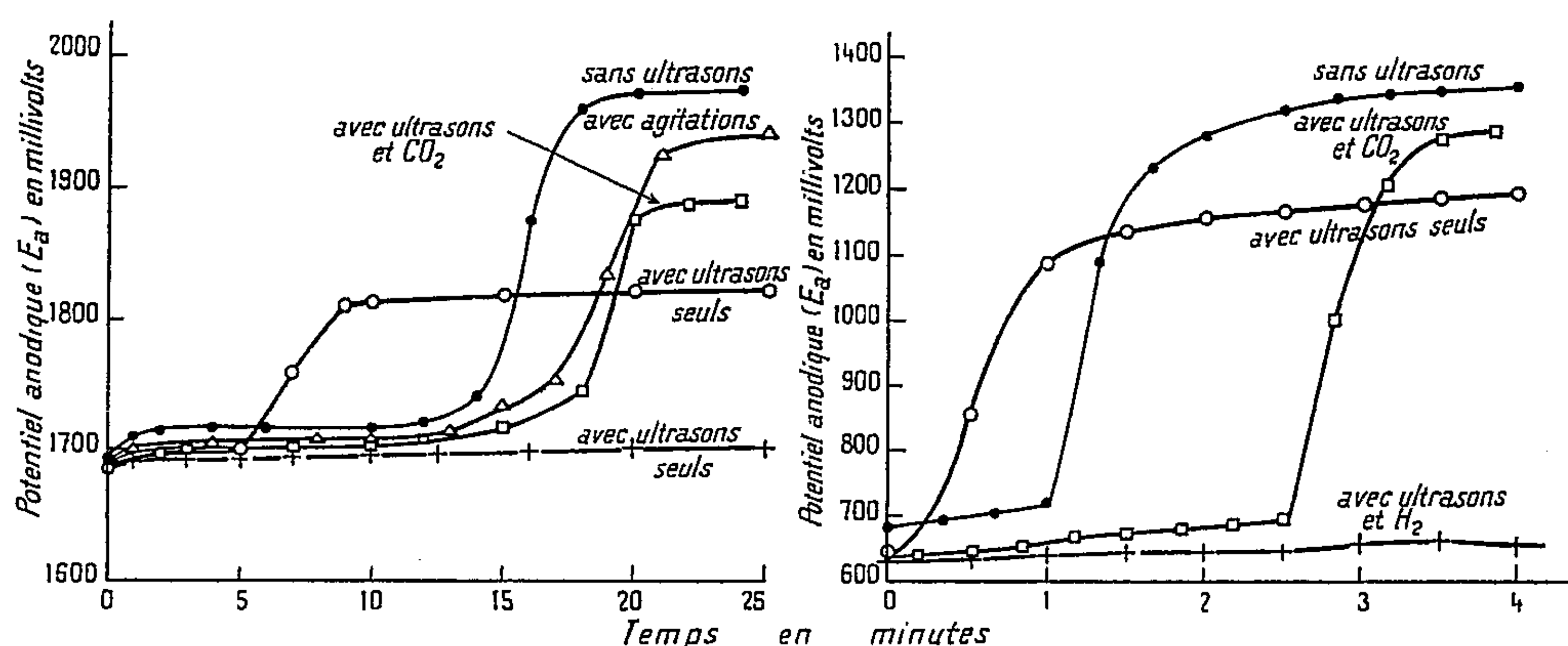


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1.
Température, 20° C. Anode de Pb dans SO_4Na_2 0,5 N.
Densité de courant, 10 mA/cm².
E_a pris par rapport à l'électrode au calomel à KCl saturé.

Fig. 2.
Température, 20° C. Anode de Pb dans CO_3Na_2 1 N.
Densité de courant, 10 mA/cm².
E_a pris par rapport à l'électrode au calomel à KCl saturé.

formée ne peut pas s'épaissir : elle présente des craquelures (*voir* J.-J. Trillat) et une partie de l'oxyde est arrachée par les bulles de cavitation; ce qui entraînerait une diminution de la surtension correspondant à une densité de courant donnée. En présence d'hydrogène, la passivité n'apparaît plus; l'oxydation sous l'influence des ultrasons ne se produisant pas, la cavitation ne se manifeste plus que dans son action mécanique destructrice : la couche d'oxyde est arrachée dès sa formation. Avec agitation ou avec ultrasons en présence de CO_2 la passivité se manifeste plus tardivement que lorsque l'anode n'est soumise à aucune action. La couche d'oxyde doit avoir plus de difficulté à se former; le potentiel de l'électrode est plus bas qu'il ne l'est sans ultrasons, vraisemblablement pour la même raison

Nous avons repris l'étude précédente dans $CO_3\ Na_2$.

Les résultats sont résumés dans les figures 2 et 3. On avait pris soin de bien dégazer la solution par ébullition. Nous avons opéré comme avec SO_4Na_2 et nous avons trouvé des résultats semblables, en opposition avec ceux de Schmid et Ehret. Nous supposons donc que la solution de carbonate qu'ils ont employée contenait du CO_2. La cavitation ne devait plus se former ou tout au moins était considérablement diminuée.

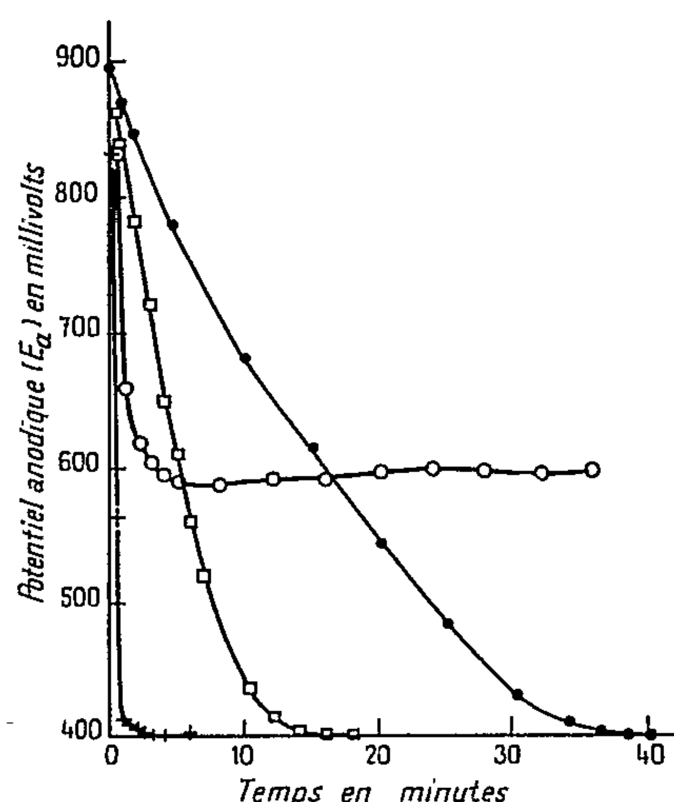


Fig. 3.

Dépassivation de Pb dans CO_3Na_2 1 N. Densité de courant nulle.
E_a pris par rapport à l'électrode au calomel à KCl saturé. Température, 20° C.
○ sans ultrasons; □ avec ultrasons et CO_2;
⊙ avec ultrasons seuls; + avec ultrasons et H_2.

Pour contrôler ces résultats, nous avons repris cette étude comme suit : après avoir passivé anodiquement une plaque de plomb, sous 10 mA/cm², pendant 5 mn, nous étudions, en fonction du temps, la variation de son potentiel à densité de courant nulle. Après passivation le potentiel a augmenté de 500 mV; sans aucune influence extérieure il revient à sa valeur initiale en 40 mn. Avec action des ultrasons, il reprend cette valeur au bout de 1 mn en présence de H_2, et de 14 mn avec CO_2. Les explications que nous avons données plus haut s'appliquent très bien à ces résultats. Si nous étudions ce phénomène avec l'action des ultrasons seuls, nous constatons une rapide chute du potentiel d'environ 300 mV, puis il se stabilise à cette nouvelle valeur, sans redescendre à celle qu'il avait avant passivation. On peut penser que les ultrasons seuls arrachent brutalement une grande partie de l'oxyde, mais que leur action oxydante est suffisante pour maintenir la surface de la plaque de plomb légèrement oxydée.

Dans ces trois séries d'expériences, nous avons constaté que les actions les moins précises étaient celles obtenues avec les ultrasons seuls : les effets destructeurs et oxydants entrent en concurrence; aussi faut-il bien préciser

la position de l'électrode dans le faisceau, son éloignement du quartz et la puissance du faisceau. J.-J. Trillat, qui constate un arrachement de la couche d'oxyde faisait vibrer l'électrode : l'action destructrice devait dominer. Notre électrode, elle, était, comme nous l'avons dit plus haut, non pas parallèle aux ondes, mais perpendiculaire, ce qui fait que la puissance d'arrachement devait être moindre et l'action oxydante dominait accélérant l'apparition de la passivité.

L'influence des ultrasons sur ces phénomènes d'électrolyse est, à notre avis, maintenant bien définie lorsqu'ils agissent en présence de CO_2 ou de H_2, c'est-à-dire lorsque la cavitation n'agit pas ou lorsque son seul effet mécanique entre en jeu.

[*] Séance du 27 janvier 1958.

[1] G. Schmid et L. Ehret, *Z. Elektrochem.*, 43, n° 6, p. 361.

[2] J. J. Trillat, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1147.

[3] R. Audubert et J. Guitton, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1458.

[4] R. O. Prudhomme et P. Grabar, *J. Chim. phys.*, 46, 1949, p. 323; R. O. Prudhomme, *Colloque international sur les ultrasons dans les gaz et les liquides* (Acad. Flam. de Belg., Bruxelles, juin 1951).

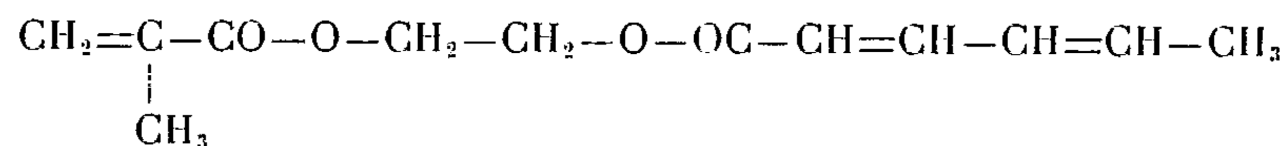
[5] R. Audubert, J. Guitton et R. O. Prudhomme, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 3079.

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Synthèse et copolymérisation du méthacrylosorbate d'éthylène glycol.* Note de MM. **Georges Champetier, Jean-Paul Fleury** et **Pierre Sigwalt**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Le méthacrylosorbate d'éthylène glycol a été obtenu par action du chlorure de sorbyle sur le monométhacrylate de glycol. Sa copolymérisation avec le méthacrylate de méthyle donne, pour des taux de conversion ne dépassant pas 12 % (polymérisation en masse) ou 20 % (en solution dans le benzène) des macromolécules linéaires présentant des groupements sorbiques latéraux.

La préparation d'un macropolymère linéaire renfermant des fonctions réactives réparties le long de la chaîne présente l'intérêt de permettre de réaliser ultérieurement des réactions de greffage ou de pontage sur ses macromolécules. Un tel composé macromoléculaire a été obtenu en copolymérisant du méthacrylate de méthyle et un ester mixte, le méthacrylosorbate d'éthylène glycol. Ce copolymère, du type méthacrylique, présente des fonctions latérales réactives de nature diénique qui offrent l'avantage de pouvoir être dosées aisément par spectrophotométrie.

Synthèse du méthacrylosorbate de glycol :



Deux méthodes de préparation ont été envisagées :

1° La transestérification entre le diméthacrylate de glycol et le sorbate de méthyle en présence de méthylate de sodium. Cette réaction donne bien du méthacrylosorbate de glycol, mais ce corps se trouve mélangé à divers composés d'addition du sorbate de méthyle et du diméthacrylate de glycol. Le rendement en méthacrylosorbate de glycol est très faible et il n'a pas été possible d'isoler un produit pur par chromatographie et distillation;

2° La réaction du chlorure de sorbyle sur le monométhacrylate de glycol en présence de pyridine. Elle donne, par contre, de bons résultats.

Le *monométhacrylate de glycol* a été préparé par transestérification entre le glycol et le méthacrylate de méthyle. Un mélange de 112 ml de glycol (2 moles), 430 ml de méthacrylate de méthyle (4 moles), 30 g d'hydroquinone (inhibiteur de polymérisation) et 7 g d'acide *p*-toluène sulfonique (catalyseur de transestérification) a été chauffé au bain d'huile à 150-170°, durant 3 h. La réaction est arrêtée après départ de 90 ml de l'azéotrope méthanol-méthacrylate de méthyle. Le produit de la réaction est neutralisé, lavé à l'eau, extrait à l'éther. Une première distillation donne 40 g de monométhacrylate de glycol brut $É_2$ 80°; indice de saponification (I. S.) 418. Une rectification donne 30 g d'ester $É_1$ 68°; I. S. 440 (théorie 431), n_D^{20} 1,4490. L'indice d'hydrogénation (I. H.) a été déterminé par fixation d'hydrogène en présence du catalyseur d'Adams I. H. 198 (théorie 195,5).

La préparation du *méthacrylosorbate de glycol* a été effectuée en atmosphère d'azote dans un ballon à trois tubulures à agitation centrale. Un mélange de 50 g de monométhacrylate de glycol, 45 g de pyridine (excès de 50 % par rapport à la théorie), 1 g d'hydroquinone et 100 ml d'éther anhydre est refroidi dans de la glace, puis on ajoute 60 g de chlorure de sorbyle (excès de 20 %) dissous dans 50 ml d'éther, en agitant. Après 1 h de contact, le produit de la réaction est lavé à l'eau, puis extrait à l'éther. Après élimination de l'éther, il reste 53 g d'un liquide orangé (I. S. 562). Cet ester brut est purifié par une première chromatographie sur alumine, suivie d'une distillation en présence de phényl β-naphtylamine pour éviter la polymérisation. La fraction $É_{0,02}$ 96-98° est soumise à nouveau à la chromatographie, ce qui permet d'isoler le méthacrylosorbate de glycol, liquide jaune, mobile (Rdt : 35 % à partir du monométhacrylate de glycol).

Analyse. — $C_{12}H_{16}O_4$, calculé %, C 64,2; H 7,14; trouvé %, C 64,2; H 7,40.

	Indices			
	de saponification.	d'acide.	d'ester.	d'hydrogénation.
Calculé	500	0	500	340
Trouvé	499	1	498	341

Copolymérisation du méthacrylosorbate de glycol et du méthacrylate de méthyle. — Les réactivités des fonctions méthacryliques devant être très voisines, dans le méthacrylate de méthyle et dans le méthacrylosorbate de glycol, il est possible de prévoir une réaction de copolymérisation faisant intervenir ces deux fonctions. Mais il existe aussi des possibilités de copolymérisation entre les groupements méthacryliques et les groupements sorbiques. Si ce second mode de copolymérisation devient trop important, il doit se former rapidement un macropolymère tridimensionnel insoluble ne présentant pas d'intérêt pour des réactions ultérieures contrôlées de greffage ou de pontage.

En limitant le taux de conversion des monomères en polymères, il est possible d'obtenir des macromolécules branchées demeurant solubles, mais qui se transforment en polymères insolubles pour des taux de conversion plus élevés. Ce comportement peut s'expliquer, soit par la réaction de copolymérisation faisant intervenir les groupements sorbiques, soit par l'existence de réactions de transfert, ou encore par des réactions de dimérisation des fonctions sorbiques.

La copolymérisation faisant intervenir les groupements sorbiques est probablement peu importante, car la proportion de groupements sorbiques dans le copolymère est très voisine de leur proportion dans le mélange initial des monomères.

Les réactions de copolymérisation ont été effectuées en tubes scellés sous vide, à 50°, avec 0,5 % d'azobisisobutyronitrile comme initiateur. En l'absence de solvant, avec 1 % de méthacrylosorbate de glycol, on ne peut guère dépasser un taux de conversion en polymère de 12 % sans qu'il y ait réticulation. En solution à 50 % dans le benzène, le taux de conversion peut atteindre 20 %, sans que se produise la réticulation.

Conditions de polymérisation.	% de méthacrylosorbate de glycol dans le mélange de monomères.	% de méthacrylosorbate de glycol dans le polymère.	Taux de conversion.	Viscosité intrinsèque.
Méthacrylosorbate de glycol et méthacrylate de méthyle.				
1 h 40 à 50°	0	0	11 %	1,37
	1	1,07	10	1,89
	5	4,97	7	3,05
2 h 10 à 50°	0	0	14	1,48
	1	1,0	12	2,20
Méthacrylosorbate de glycol et méthacrylate de méthyle (solution 50 % dans le benzène).				
3 h 50 à 50°	0	0	21 %	0,76
	1	1,04	20	0,91
	5	4,49	16	2,44

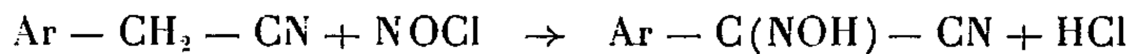
Des taux de conversion plus élevés pourraient être sans doute obtenus en opérant en solution plus diluée (*voir* tableau).

Le dosage des groupements sorbiques, dans les copolymères purifiés par redissolution et précipitation, a été effectué par spectrophotométrie ultraviolette sur le copolymère dissous dans le chloroforme, en utilisant comme témoin une solution chloroformique de même concentration de polyméthacrylate de méthyle obtenu dans les mêmes conditions.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur quelques combinaisons complexes des tétrachlorures des éléments du quatrième groupe.* Note (*) de MM. **Roger Perrot** et **Claude Devin**, présentée par M. Louis Hackspill.

Préparation et principales propriétés des composés d'addition obtenus avec le chlorure de nitrosyle et avec les arylacétonitriles. Les composés $ZrCl_4$, 2 NOCl et $ThCl_4$, 2 NOCl sont nouveaux ainsi que les complexes avec les nitriles considérés.

L'un de nous ([1]), dans l'étude de l'action du chlorure de nitrosyle sur les arylacétonitriles, a montré que ces derniers sont transformés en isonitrosoarylacétonitriles, conformément au schéma



$$Ar - CH_2 - CN + NOCl \rightarrow Ar - C(NOH) - CN + HCl$$

Nous nous sommes proposé d'étudier cette réaction en présence de chlorure d'aluminium ou de tétrachlorure d'étain. Il est bien connu que les chlorures de ces métaux forment des composés d'addition, des complexes, avec le chlorure de nitrosyle, tels que $AlCl_3$, NOCl ou $NO[AlCl_4]$ ([2]) et $SnCl_4$, 2NOCl ou $(NO)_2[SnCl_6]$ ([2]).

D'autre part le tétrachlorure d'étain engendre des composés d'addition avec les nitriles aliphatiques et les nitriles aromatiques ([4]) comme le benzonitrile, du type $SnCl_4$, $2R-CN$. Nous avons cherché tout d'abord à faire une étude générale des systèmes binaires formés par les tétrachlorures des éléments du quatrième groupe de la classification périodique d'une part, et le chlorure de nitrosyle ou les arylacétonitriles d'autre part ([5]).

1. Dans le cas du chlorure de nitrosyle, outre $SnCl_4$, 2NOCl; $TiCl_4$, 2NOCl et $PbCl_4$, 2NOCl qui étaient déjà connus ([6]), nous avons préparé $ZrCl_4$, 2NOCl et $ThCl_4$, 2NOCl que Matthews ([3]) n'avait pu isoler. Les tétrachlorures, sublimés à l'abri de l'humidité, sont mis en contact avec le chlorure de nitrosyle à des températures comprises entre $-20°$ et $+100°$. L'excès de chlorure de nitrosyle est éliminé par distillation. Les produits obtenus ont l'aspect cristallin et sont colorés en jaune vif. Ils se subliment par chauffage et ils sont décomposés par l'eau qui les dissout entièrement.

Nos tentavives en vue d'obtenir les composés correspondants avec le tétrachlorure de silicium et le tétrachlorure de germanium n'ont pas été couronnées

de succès. Nous avons reconnu cependant que ces combinaisons existent à basse température.

2. Les composés d'addition des tétrachlorures avec les nitriles arylaliphatiques, tous nouveaux, correspondent à la formule $MCl_4, 2\,Ar-CH_2-CN$, (7) qui respecte aussi la coordinence six de l'atome central M(M = Sn, Ti, Zr, Th) Ces composés sont extrêmement sensibles à l'humidité. Nous les avons préparés par simple mélange des tétrachlorures, fraîchement distillés ou sublimés, et des nitriles, avec ou sans solvant, en évitant tout contact avec l'air humide. Toutes les manipulations sont faites dans un appareil à joints rodés, rempli d'azote sec et ne communiquant avec l'extérieur que par l'intermédiaire de tubes desséchants à chlorure de calcium ou à anhydride phosphorique. Les solvants, tétrachlorure de carbone, hexane ou toluène, sont soigneusement desséchés avant leur emploi. Les composés formés, cristallisés, sont filtrés en atmosphère d'azote sec, lavés et maintenus sous vide pour assurer l'évacuation du solvant. Des échantillons sont prélevés pour l'analyse et la détermination des points de fusion en tube scellé.

Complexes préparés.	Solvant ou liquide de lavage.	F(°C).
$SnCl_4, 2\,C_6H_5-CH_2-CN$	CCl_4	107,5
$SnCl_4, 2\,p.CH_3-C_6H_4-CH_2-CN$	Hexane	92-93
$SnCl_4, 2\,p.ClC_6H_4-CH_2-CN$	Sans solvant, lavage avec CCl_4	85,5-87,5
$SnCl_4, 2\,p.C_6H_{11}-C_6H_4-CH_2-CN$	CCl_4 ou hexane	113
$SnCl_4, 2\,p.O_2N-C_6H_4-CH_2-CN$	Toluène	101
$SnCl_4, 2\,\alpha\text{-}C_{10}H_7-CH_2-CN$	CCl_4	90-92
$TiCl_4, 2\,C_6H_5-CH_2-CN$	CCl_4	153,5
$TiCl_4, 2\,p.CH_3-C_6H_4-CH_2-CN$	Sans solvant, lavage avec CCl_4	119,5-120
$TiCl_4, 2\,p.C_6H_{11}-C_6H_4-CH_2-CN$	Hexane	131-131,5
$TiCl_4, 2\,p.O_2N-C_6H_4-CH_2-CN$	Toluène	Décomp. progressive liquide noir
$ZrCl_4, 2\,C_6H_5-CH_2-CN$	Sans solvant, lavage rapide à l'éther	Déc. 140
$ZrCl_4, 2\,p.C_6H_{11}-C_6H_4-CH_2-CN$	Hexane	Déc. 152-153
$ThCl_4, 2\,C_6H_5-CH_2-CN$	Le nitrile, lavage rapide à l'éther	Pâteux vers 130° déc.

a. Les complexes préparés ont l'aspect de solides incolores ou beiges; cependant, ceux qui dérivent du tétrachlorure de titane sont jaunes. Ils sont décomposés par l'eau qui libère aussitôt le nitrile;

b. Ces composés sont dissociables par élévation de la température. La réaction d'équilibre;



$$MCl_4, 2\,Ar-CH_2-CN \rightleftharpoons MCl_4 + 2\,Ar-CH_2-CN$$

a été directement mise en évidence.

c. Les deux molécules de nitrile peuvent être remplacées, à basse température, par deux molécules de chlorure de nitrosyle et même par deux molécules d'éther pour former les composés MCl_4, $2\,NOCl$ et MCl_4, $2(C_2H_5)_2O$.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) R. PERROT, *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 585.

(2) J. M. MATTHEWS, *J. Amer. Chem. Soc.*, 20, 1898, p. 815; W. J. VAN HETEREN, *Z. anorg. allg. chem.*, 22, 1900, p. 276; H. RHEINBOLDT et R. WASSERFUHR; *Ber. Deutsch. chem. Ges.*, 60 B, 1927, p. 732; J. R. PARTINGTON et A. L. WHYNES, *J. Chem. Soc.*, 1948, p. 1953.

(3) J. M. MATTHEWS, *loc. cit.*

(4) J. M. MATTHEWS, *loc. cit.;* E. HERTEL et A. DEMMER, *Liebigs Ann. chem.*, 449, 1932, p. 134; N. A. PUŠIN et coll., *Liebigs Ann. chem.*, 555, 1942, p. 278.

(5) R. PERROT et C. DEVIN, *Bull. Soc. Chim.*, 1958, p. 982.

(6) J. M. MATTHEWS, *loc. cit.*, W. J. VAN HETEREN, *loc. cit.*, H. RHEINBOLDT et R. WASSERFUHR, *loc. cit.*; J. R. PARTINGTON et A. L. WHYNES, *loc. cit.*

(7) Une seule molécule semble nécessaire dans le cas du phénylsuccinonitrile.

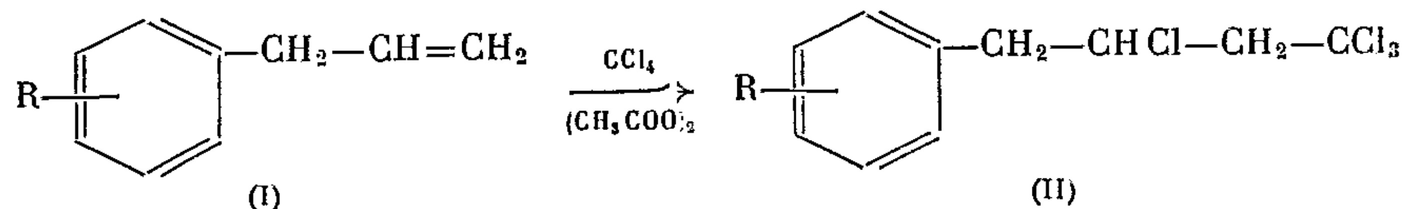
(Faculté des Sciences de Besançon, Laboratoire de Chimie générale.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Addition du tétrachlorure de carbone sur les allylbenzènes; préparation du phényl-4 dichloro-1.1 butadiène et de quelques-uns de ses dérivés.* Note de M. **RAYMOND QUELET** et Mme **RAYMONDE DURAND-DRAN**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le tétrachlorure de carbone s'additionne sur la double liaison de l'allylbenzène, des allyltoluènes et de l'estragole en présence de peroxyde d'acétyle en donnant des aryl-4 tétrachloro-1.1.1.3 butanes. Traités par la potasse alcoolique, ces composés fournissent avec des rendements excellents les aryl-4 dichloro-1.1 butadiènes.

Dans une Note précédente (1) nous avons mis en évidence la possibilité de fixer certains dérivés halogénés sur la double liaison de l'allylbenzène en opérant dans les conditions de la réaction de Kharasch (2), en présence de peroxyde d'acétyle.

Nous envisageons ici l'addition du tétrachlorure de carbone sur l'allylbenzène, les allyltoluènes et l'estragole qui nous a permis de préparer des tétrachlorobutylbenzènes répondant à la formule (II) :



La réaction est plus difficile à réaliser qu'avec les alcènes en raison de

l'inertie relative de la double liaison latérale des allylbenzènes, inertie qui n'exclue cependant pas, comme l'a montré H. P. Koch ([3]), la possibilité d'une polymérisation importante sous l'action des peroxydes.

Elle ne s'effectue pratiquement pas lorsqu'on utilise comme promoteur le peroxyde de benzoyle ou sous l'influence de l'irradiation aux rayons ultraviolets.

Elle devient réalisable en présence de peroxyde d'acétyle mais demeure lente et incomplète. Cette lenteur, qui nécessite un chauffage prolongé et une consommation importante de peroxyde (10 % du poids de dérivé allylique), a comme conséquence la formation d'une proportion notable de résines.

Le mode opératoire qui nous a donné les meilleurs résultats est le suivant : On chauffe à l'ébullition pendant 15 h, en agitant, une solution de 118 g (1 mole) d'allylbenzène dans 350 ml de CCl_4 en ajoutant de temps en temps, par petites fractions, le peroxyde d'acétyle en solution dans CCl_4 (au total 10 à 12 g de peroxyde). Après repos de plusieurs heures, le mélange est agité avec une solution froide d'hydrosulfite de sodium, jusqu'à disparition de la totalité des peroxydes, lavé, séché et distillé sous faible pression. On récupère 60 g (50 %) d'allylbenzène et l'on isole 66 g (25 % du Rdt théorique) d'un liquide visqueux, $É_{0,7}$ 99-101°; n_D^{18} 1,5483, constitué par le *phényl-4 tétrachloro-1.1.1.3 butane* [formule (II), R=H].

En prolongeant le chauffage on n'améliore pas le résultat pratique car l'augmentation de la proportion des résines accroît les pertes à la distillation.

Analyse du produit tétrachloré : $C_{10}H_{10}Cl_4$, calculé %, C 44,1; H 3,67; Cl 52,2; trouvé %, C 44,4; H 3,67; Cl 51,8.

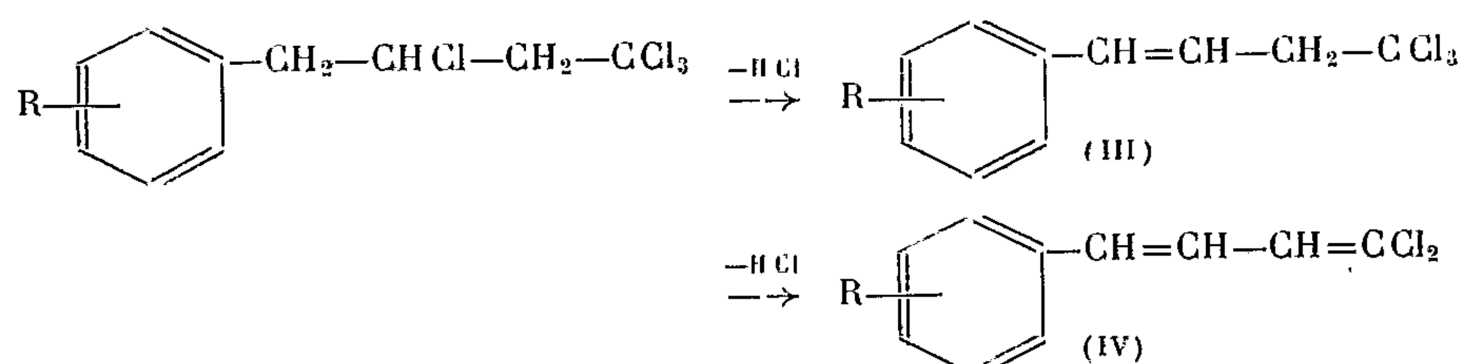
Soumis au même traitement, les allyltoluènes et le *p*-méthoxyallylbenzène (estragole) ont donné les résultats suivants :

Produit initial.		Durée de chauffage (h).	Produit obtenu (formule II).	Rdt (% du rdt théorique).	% de (I) récupéré.
$R=CH_3$	ortho..........	15	$É_{0,03}$ 119-120°	50	40
	méta..........	15	$É_{0,02}$ 111-113°	29	50
	para..........	12	$É_{0,01}$ 108-110°	24	50
$R=OCH_3$	(para).........	20	$É_{0,01}$ 125-130°	23	30

Tous ces produits sont des liquides visqueux difficiles à obtenir très purs, car la distillation s'accompagne d'une faible déchlorhydratation. Ils donnent cependant à l'analyse des résultats satisfaisants.

Déchlorhydratation. — Chauffé à 120°, avec une quantité mesurée de pyridine, le phényl-4 tétrachloro-1.1.1.3 butane perd d'abord une seule molécule d'hydracide formée aux dépens du chlore fixé en β par rapport au noyau. On obtient ainsi, mais avec un faible rendement (30 %), le *phényl-4 trichloro-1.1.1 butène-3* (III, R=H), liquide, $É_{0,4}$ 75°, accompagné du dérivé tétrachloré non transformé et du *phényl-4 dichloro-1.1 butadiène* (IV, R=H)

résultant de l'enlèvement de 2 ClH :

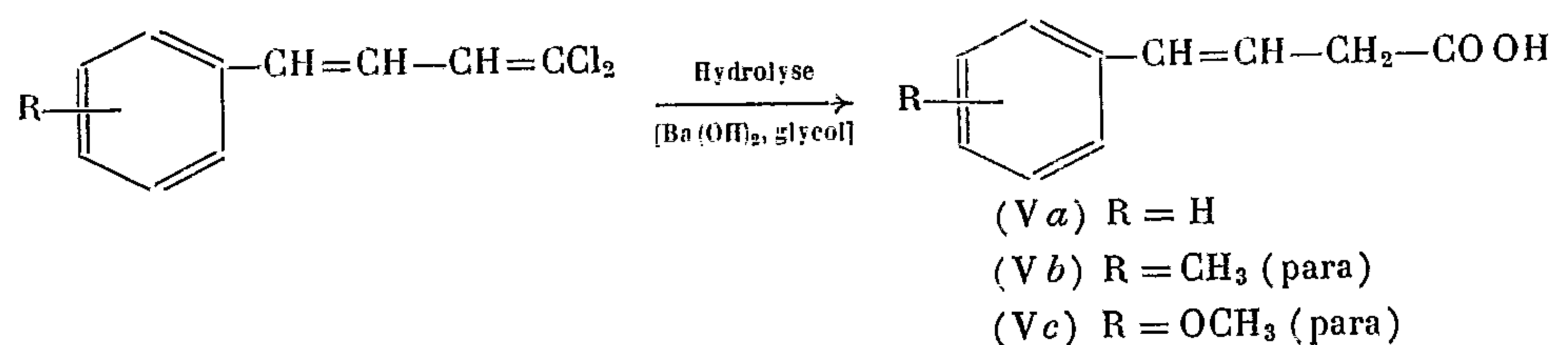


Le passage au phényl-4 dichloro-1.1 butadiène et à ses homologues ne peut être réalisé dans de bonnes conditions par chauffage prolongé sur pyridine car il s'accompagne d'une résinification importante. Cette transformation s'effectue avec de bons rendements par traitement à la potasse alcoolique 4 N. Nous avons pu ainsi préparer les produits suivants répondant à la formule (IV) :

			Analyse (%)						
			Calculé			Trouvé			
R.	Formule brute.	Constantes physiques.	C.	H.	Cl.	C.	H.	Cl.	Rdt (%).
H........	$C_{10}H_8Cl_2$	F 41°	60,3	4,02	35,7	60,6	4,3	36	80
o-méthyl...	$C_{11}H_{10}Cl_2$	Liquide, $É_{0,01}$ 70-75° $É_{15}$ 152°	61,97	4,69	33,3	61,5	4,72	33,3	95
m-méthyl..	»	Liquide, $É_{0,01}$ 75°	-	-	-	61,8	4,9	33,5	95
p-méthyl..	»	F 72-73°	-	-	-	62,1	5,03	-	75
p-méthoxy.	$C_{11}H_{10}OCl_2$	F 69-70°	57,69	4,40	31,0	57,78	4,4	31,3	60

Ces composés sont assez inertes au point de vue chimique. Ils ne fixent pas le brome à froid et donnent des indices d'iode déficitaires; on n'observe aucune réaction avec l'anhydride maléique. Ils s'hydrogènent et sont réduits par voie catalytique et conduisent aux phénylbutanes attendus.

Hydrolyse. — Réfractaires à l'action de la potasse hydroalcoolique à 180°, les diènes dichlorés obtenus à partir de l'allylbenzène, du para-allyltoluène et de l'estragole ont pu être hydrolysés par un chauffage de 4 h à l'ébullition à reflux (vers 200°) dans du glycol en présence d'un excès de baryte :



(V*a*) R = H
(V*b*) R = CH_3 (para)
(V*c*) R = OCH_3 (para)

Le phényl-4 dichloro-1.1 butadiène conduit à l'acide styrylpropionique ou *phényl-4 butène-3 oïque* (V*a*) F 87° (4) (Rdt 40 %). Les diènes dichlorés

obtenus à partir du *p*-allyltoluène et de l'estragole ont donné respectivement : le *para-méthylphényl-4 butène-3 oïque* (V*b*) F 110° (Rdt 90 %) et le *para-méthoxyphényl-4 butène-3 oïque* (V*c*) F 105° (5) (Rdt 40 %).

Les mêmes acides s'obtiennent en soumettant directement à l'action de la baryte glycolique les tétrachlorophénylbutanes correspondants.

Par contre, dans les mêmes conditions, les méthylphényldichlorobutadiènes ortho et méta ne sont pas hydrolysés.

(1) R. Quelet, Mme R. Durand-Dran et R. Pineau, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1218.
(2) Kharasch, Jansen et Urry, *J. Amer. Chem. Soc.*, 69, 1947, p. 1100.
(3) *J. Chem. Soc.*, 1948, p. 1111.
(4) Perkin, *J. Chem. Soc.*, 31, 1877, p. 374; Fichter, *J. Prakt. Chem.*, (2), 74, 1906, p. 339; Bougault, *Comptes rendus*, 164, 1917, p. 635.
(5) Fittig et Politis, *Ann. Chem.*, 255, 1889, p. 255; Angeletti, *Gazz. chim. ital.*, 59, 1929, p. 853.

(*Laboratoire de Chimie organique II, Faculté des Sciences de Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Transposition de Claisen chez les aryloxy-4 butène-2 ol-1 et passage aux coumarannes.* Note de MM. **Jean Colonge** et **Gérard Descotes**, présentée par M. Marcel Delépine.

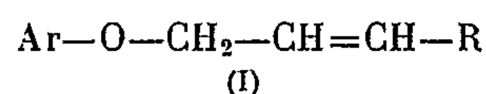
Le chlorobuténol réagit sur les phénates alcalins en donnant des aryloxy-4 butène-2 ol-1 qui s'isomérisent par chauffage en phénols à chaîne latérale éthylénique et alcoolique; ces derniers sont hydrogénés en phénols à chaîne latérale saturée et alcoolique et se déshydratent en coumarannes substitués.

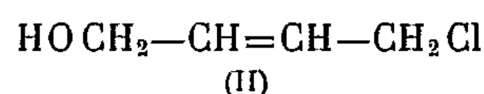
Il n'apparaît pas que la transposition de Claisen ait été signalée sur des éthers-oxydes du type (I) dans lesquels R soit différent d'un radical hydrocarboné. Or, l'action du *chloro-4 butène-2 ol-1* (II) sur les phénols, en présence d'un agent alcalin, conduit à des éthers-oxydes à fonction alcool (III); chauffés en présence de diéthylaniline vers 220°, ces éthers-oxydes subissent la transposition de Claisen selon les règles signalées pour les éthers-oxydes (I), car c'est bien le carbone γ qui vient se souder sur le noyau avec déplacement de la liaison éthylénique de β—γ en α—β. Il se forme ainsi les (*o-hydroxy-alcoyl*) *phényl-2 butène-3 ol-1* (IV), dont la double liaison terminale est démontrée par action de l'ozone ainsi que par spectrographie infrarouge (bande caractéristique de l'enchaînement $—CH=CH_2$ à 915 cm^{-1}).

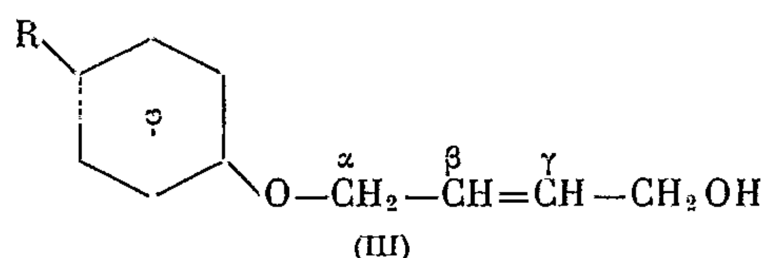
Hydrogénés catalytiquement sur nickel, les composés (IV) donnent des (*o-hydroxy-alcoyl*) *phényl-2 butanol-1* (V) qui se déshydratent en *éthyl-3 alcoyl-5 coumarannes* (VI) par chauffage en solution benzénique et en présence d'acide *p*-toluène-sulfonique.

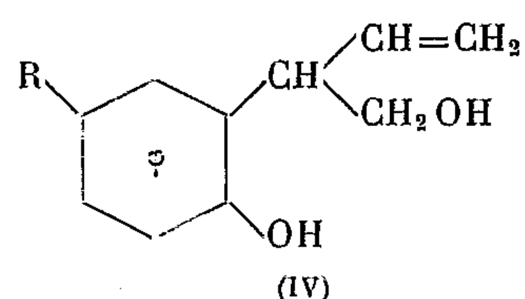
Phénoxy-4 butène-2 ol-1 $C_{10}H_{12}O_2$. — Rdt 50 % ; liquide, $É_3$ 117°; d_4^{25} 1,077, n_D^{25} 1,5434.

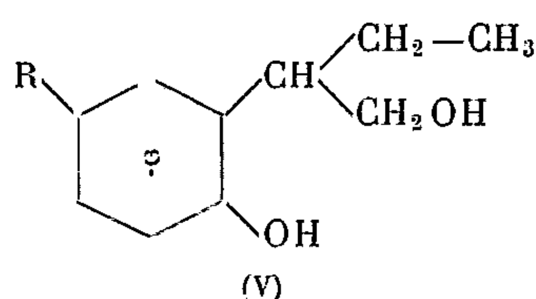
P-crésoxy-4 butène-2 ol-1 $C_{11}H_{14}O_2$. — Rdt 40 % ; liquide, $É_3$ 137°; d_4^{25} 1,057; n_D^{25} 1,5385.

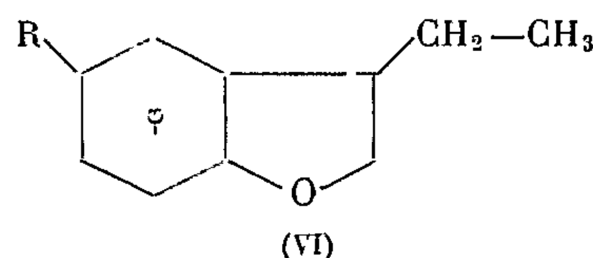












P-tert. butylphénoxy-4 butène-2 ol-1 $C_{14}H_{20}O_2$. — Rdt 38 % ; liquide $É_3$ 145°; d_4^{25} 1,013; n_D^{25} 1,5265.

O-hydroxyphényl-2 butène-3 ol-1 $C_{10}H_{12}O_2$. — Rdt 40 % ; liquide très visqueux, $É_5$ 138°; n_D^{25} 1,5605; donne une coloration bleue avec la solution aqueuse de chlorure ferrique.

(O-hydroxy p-méthyl) phényl-2 butène-3 ol-1 $C_{11}H_{14}O_2$. — Rdt 50 % ; solide, F 45°; $É_5$ 153°.

(O-hydroxy p-tert. butyl) phényl-2 butène-3 ol-1 $C_{14}H_{20}O_2$. — Rdt 35 % ; solide, F 79°; $É_2$ 155°.

O-hydroxyphényl-2 butanol-1 $C_{10}H_{14}O_2$. — Liquide tres visqueux; $É_5$ 145°; n_D^{25} 1,5405.

(O-hydroxy p-méthyl) phényl-2 butanol-1 $C_{11}H_{16}O_2$. — Solide, F 66°; $É_3$ 138°.

(O-hydroxy p-tert. butyl) phényl-2 butanol-1 $C_{14}H_{22}O_2$. — Solide F 92°.

Éthyl-3 coumaranne $C_{10}H_{12}O$. — Rdt 78 % ; liquide incolore, $É_{18}$ 100-102°; d_4^{25} 1,013; n_D^{25} 1,5240.

Éthyl-3 méthyl-5 coumaranne $C_{11}H_{14}O$. — Rdt 83 % ; liquide $É_{26}$ 127°; d_4^{25} 0,944; n_D^{25} 1,5203.

Éthyl-3 tert. butyl-5 coumaranne $C_{14}H_{20}O$. — Rdt. 87 % ; liquide, $É_5$ 115°; d_4^{25} 0,964; n_D^{25} 1,5135.

Les détails expérimentaux seront publiés ultérieurement.

(Faculté des Sciences, Chimie organique, Lyon.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Cyclisation de l'acide (tétrahydro-1'.2'.3'.4' naphtyl-6')-3 phényl-3 propionique.* Note de MM. **Robert Granger** et **Henri Orzalési**, présentée par M. Marcel Delépine.

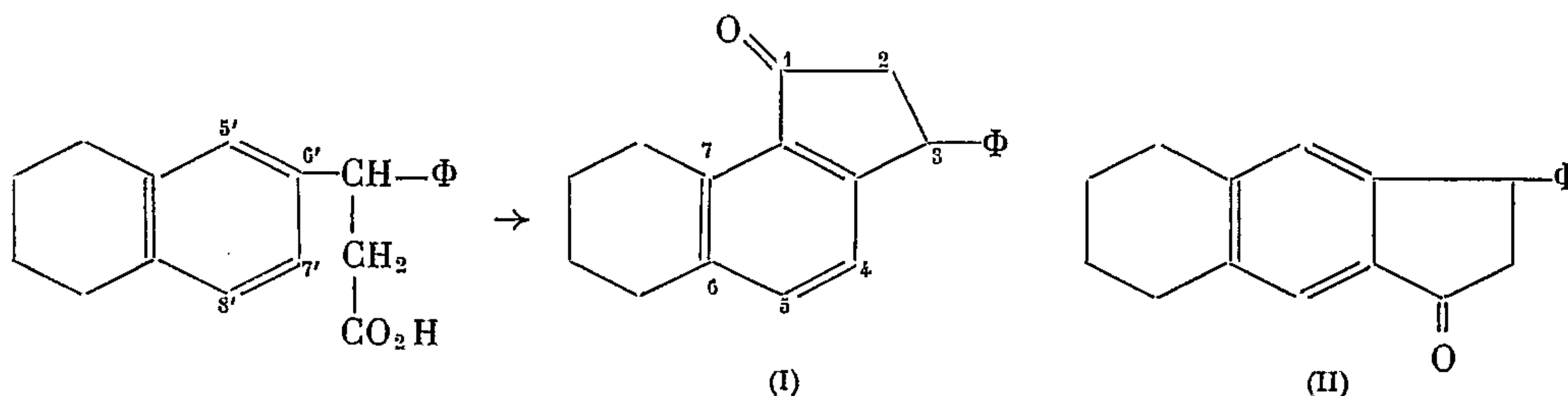
La cyclisation de l'acide (tétrahydro-1'.2'.3'.4' naphtyl-6')-3 phényl-3 propionique, ou de son chlorure, conduit à deux cétones, l'une d'elles représentant 90 % du mélange est la tétrahydrobenzo-6.7 phényl-3 indanone-1. La structure de cette cétone est établie.

La cyclisation des chlorures de l'acide (tétrahydro-1'.2'.3'.4' naphtyl-6')-3 propionique [1] et de ses dérivés méthyl-2 [2] ou méthyl-3 [3] par le chlorure stannique à froid, celle de l'acide diméthyl-3.3 propionique correspondant sous l'influence de l'acide sulfurique [4], s'effectuent essentiellement en position 5'. La fermeture en 7' n'est pas observable [1], [2], est appréciable [4] ou, parfois même, aussi importante que la cyclisation en 5' [3].

Mlle G. Cauquil et H. Barrera ont réalisé la cyclisation du chlorure de l'acide (tétrahydro-1'.2'.3'.4' naphtyl-6')-3 phényl-3 propionique et ont obtenu une cétone F 104° dont ils n'ont pas précisé la structure. L'objet de cette Note est de montrer, d'une part, que cette réaction conduit, en fait, à un mélange de deux cétones, dans lequel toutefois celle des précédents auteurs prédomine considérablement et, d'autre part, d'établir la constitution de celle-ci.

1. *Acide (tétrahydro-1'.2'.3'.4') naphtyl-6')-3 phényl-3 propionique.* — Cet acide, F 148°, préparé par Mlle G. Cauquil et H. Barrera par hydrogénation de l'acide acrylique correspondant [5], a été obtenu par deux voies nouvelles : 1° par chauffage du tétrahydro-1.2.3.4 naphtyl-6 phényl carbinol F 66-67° [6] avec l'acide malonique (Rdt 40 %); 2° par condensation du tétrahydro-1.2.3.4 naphtalène avec l'acide cinnamique à 20° en présence de chlorure d'aluminium (Rdt 50 %).

2. *Cyclisation.* — Nous avons constaté que l'action du chlorure stannique à 0° sur le chlorure et celle de l'acide polyphosphorique à 100° sur l'acide, conduisaient à deux cétones, séparées par cristallisation fractionnée et par chromatographie sur alumine : l'une est la tétrahydrobenzo-6.7 phényl-3 indanone-1 (I) F 109°, représentant 90 % du poids total,

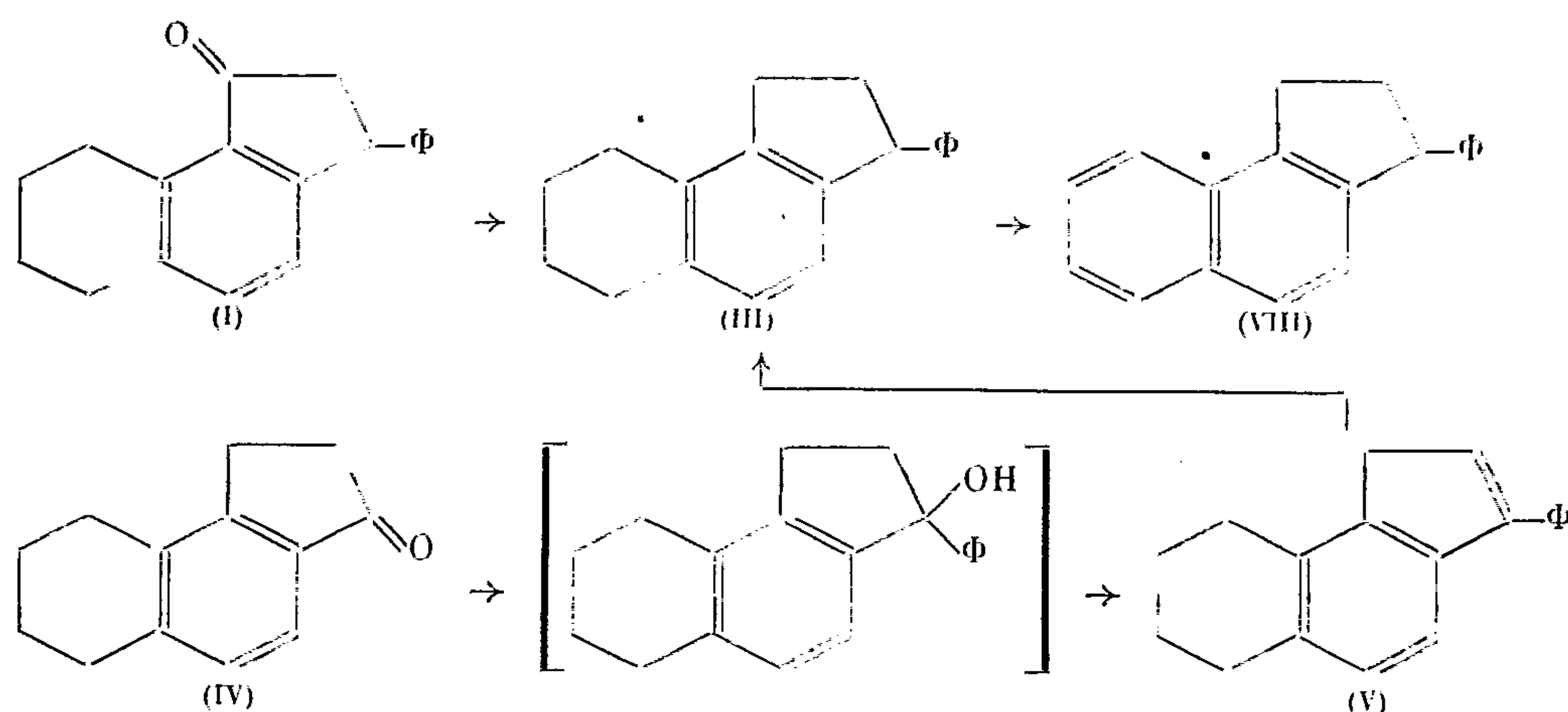


(I) (II)

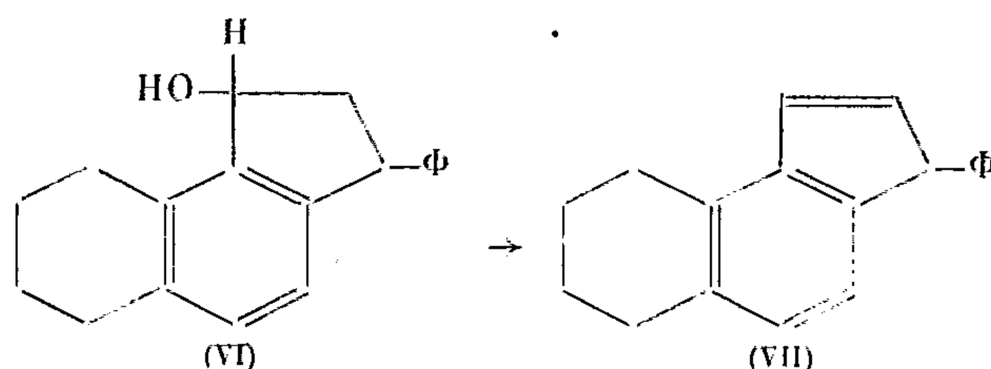
l'autre F 103° répondant vraisemblablement à la formule (II). Le point de fusion de leur mélange peut s'abaisser jusqu'à 80°.

3. *Preuves structurales de la tétrahydrobenzo-*6.7 *phényl-*3 *indanone-*1. — Deux procédés ont été appliqués :

1° Par réaction de Clemmensen, la cétone (I) F 109°, est transformée en tétrahydrobenzo-4.5 phényl-1 indane, liquide $\acute{E}_3$ 188-193° (III). Cet hydrocarbure a été également préparé à partir de la tétrahydrobenzo-4.5 indanone (IV) provenant de la cyclisation de l'acide (tétrahydro-1'.2'.3'.4' naphtyl-5')-3 propionique ([7]). En effet, cette cétone réagit avec le bromure de phénylmagnésium en milieu éthéré en donnant un alcool tertiaire instable et non isolable qui se déshydrate spontanément en tétrahydrobenzo-6.7 phényl-3 indène-2 (V). Cet hydrocarbure fond à 77°, se solidifie

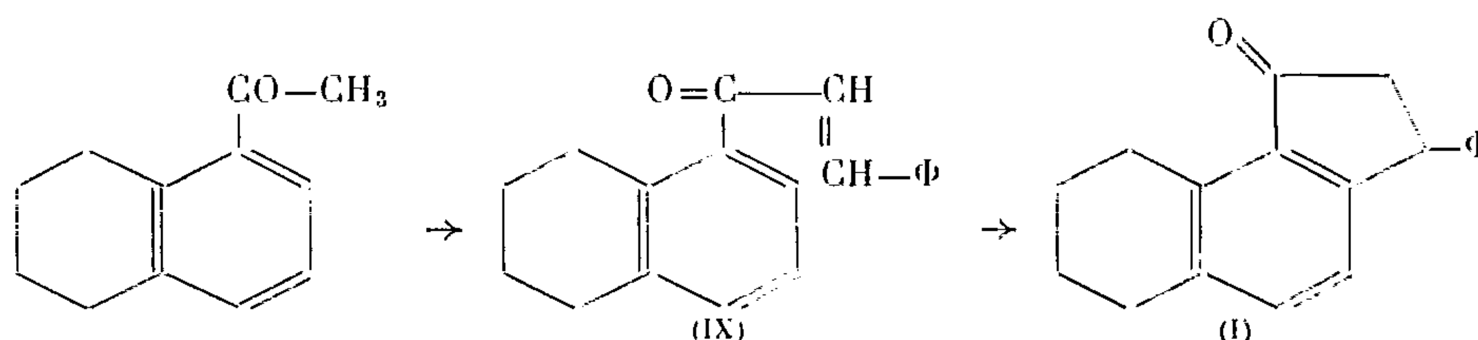


et fond à nouveau à 83°. Il ne s'agit pas d'une isomérisation thermique par migration de la double liaison indénique car l'hydrocarbure (VII) fond à 63°; ce dernier, encore inconnu, a été obtenu par réduction à l'hydrure de lithium et d'aluminium de la cétone (I) en alcool (VI) F 94°, suivie d'une déshydratation par chauffage avec l'acide oxalique.



L'identité des deux échantillons d'hydrocarbure (III) a été établie avec certitude après déshydrogénation, soit au soufre, soit au palladium sur charbon en benzo-4.5 phényl-1 indane F 79° (VIII) déjà connu ([8]).

2° L'acétyl-5 tétrahydro-1.2.3.4 naphtalène ([9]) que nous avons également préparé par action du bromure de méthylmagnésium sur le chlorure de l'acide tétrahydro-1.2.3.4 naphtalène carboxylique-5 en présence de chlorure de cadmium, a été condensé avec l'aldéhyde benzoïque en (tétrahydro-1'.2'.3'.4' naphtyl-5')-1 phényl-3 propène-2 one-1 F 54° (IX). Celle-ci s'isomérise aisément en cétone (I) F 109° sous l'influence du chlorure d'aluminium (Rdt 80 %).



L'identité des deux produits a été établie par le point de fusion (pas de dépression en mélange) et par les spectres dans l'ultraviolet (éthanol λ_{max} 255 et 310 μm; log ε = 4,06 et 3,54).

([1]) R. T. Arnold et E. Rondestvedt, *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 2176.
([2]) R. H. Martin, *J. Chem. Soc.*, 1941, p. 679.
([3]) Mlle G. Cauquil et H. Barrera, *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 679.
([4]) L. I. Smith et P. N. Gordon, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 3747.
([5]) Mlle G. Cauquil et H. Barrera, *Bull. Soc. Chim.*, 1948, p. 944.
([6]) G. Baddeley et M. Gordon, *J. Chem. Soc. London*, 1952, p. 2190.
([7]) R. T. Arnold et R. Barnes, *J. Amer. Chem. Soc.*, 65, 1943, p. 2393.
([8]) J. von Braun, G. Manz et E. Reinsch, *Ann.*, 468, 1929, p. 277.
([9]) M. S. Newman et T. Bye, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 905.

(*Laboratoire de Chimie organique, Faculté de Pharmacie, Montpellier.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *La condensation d'anhydrides phtaliques substitués avec l'hydrazine.* Note (*) de M. **André Le Berre**, présentée par M. Charles Dufraisse.

La préparation de la diphényl-5.8 phtalazdione-1.4 et celle de son benzologue en 6.7, ont été tentées par diverses méthodes mais sans succès. En particulier, la réaction de l'hydrazine sur l'anhydride diphényl-3.6 phtalique ou sur l'anhydride diphényl-3.6 benzo-4.5 phtalique ne conduit pas aux phtalazdiones correspondantes attendues, mais uniquement à des dérivés N-aminopyrroliques.

En vue d'étendre l'étude des propriétés chimioluminescentes des phtalazdiones-1.4, nous avons voulu préparer de nouveaux hydrazides cycliques, et, en particulier, la diphényl-5.8 phtalazdione-1.4 (II *a*) et son benzologue en 6.7 (II *b*), en appliquant la réaction générale de préparation

de ces composés, à savoir l'action de l'hydrazine sur les anhydrides d'acides [1], en l'espèce les anhydrides diphényl-3.6 phtalique (I *a*) [2] et diphényl-3.6 benzo-4.5 phtalique (I *b*) [3].

Disons tout de suite que la réaction de l'hydrazine ou de ses sels (sulfate et chlorhydrate) sur ces anhydrides I *a* et I *b* ne conduit pas aux phtalazdiones II *a* et II *b* attendues, mais aux dérivés N-aminopyrroliques isomères.

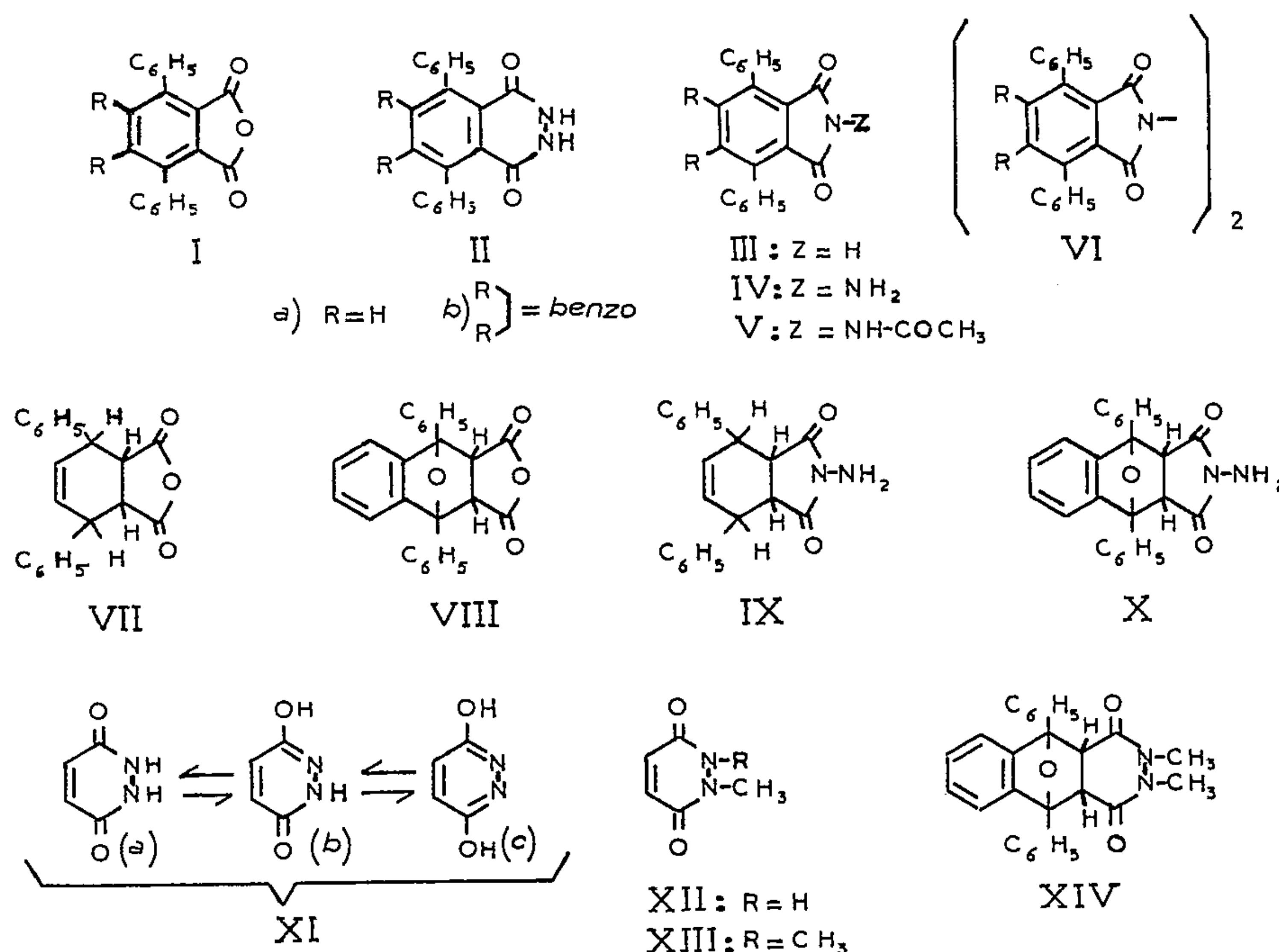
Ainsi l'anhydride I *a*, traité en solution éthylique par une mole d'hydrate d'hydrazine, ne conduit qu'à une résine incristallisable. Cependant en solution acétique, après 1 h d'ébullition, on obtient un mélange du diphényl-3.6 N-acétamidophtalimide (V *a*), $C_{22}H_{16}O_3N_2$, feuillets incolores (acide acétique), F_{inst} 260°, et du tétraphényl-3.6.3'.6' N-phtalimidophtalimide (VI *a*), $C_{40}H_{24}O_4N_2$, prismes jaune pâle (xylène), F_{inst} 335°, resolidification et seconde fusion à 345°; la formation du dérivé pyrrolique N-acétylaminé est prépondérante lorsque la quantité d'hydrazine augmente. Avec un temps de réaction plus court (ébullition dans l'acide acétique de l'ordre de 5 mn), on peut isoler du mélange le diphényl-3.6 N-aminophtalimide (IV *a*), $C_{20}H_{14}O_2N_2$, feuillets incolores (dioxane-benzène), F_{inst} 211°, qui se transforme par ébullition dans l'acide acétique en le dérivé acétylé V*a*.

Dans le cas de l'anhydride diphényl-3.6 benzo-4.5 phtalique (I *b*), l'action d'une mole d'hydrazine en solution éthylique conduit avec un rendement sensiblement quantitatif au diphényl-3.6 benzo-4.5 N-aminophtalimide (IV *b*), $C_{24}H_{16}O_2N_2$, bâtonnets jaune pâle (dioxane-éthanol), F_{inst} 290°, qu'on peut transformer par ébullition dans l'acide acétique en diphényl-3.6 benzo-4.5 N-acétamidophtalimide (V *b*), $C_{26}H_{18}O_3N_2$, bâtonnets incolores (acide acétique), F_{inst} 333°. Ce dernier composé s'obtient directement si la réaction est effectuée dans l'acide acétique; il est alors accompagné d'une faible quantité du tétraphényl-3.6.3'.6' dibenzo-4.5.4'.5' N-phtalimidophtalimide (VI *b*), $C_{48}H_{28}O_4N_2$, prismes incolores (dioxane), F_{inst} 448-452°.

La structure de ces divers produits est démontrée par l'étude de leurs propriétés chimiques et, surtout, par la comparaison de leurs spectres d'absorption ultraviolets avec ceux de substances à structure analogue déjà décrites. On constate en effet que les spectres d'absorption du phtalimide simple et de son dérivé N-aminé [4] sont analogues, mais se différencient nettement de celui de la phtalazdione-1.4. De même, les spectres d'absorption des aminophtalimides IV *a* et IV *b*, ceux de leurs dérivés acétylés V *a* et V *b* et ceux des diphtalimides VI *a* et VI *b*, sont très comparables aux spectres d'absorption des phtalimides correspondants, à savoir le diphényl-3.6 phtalimide (III *a*), déjà décrit [2], et le diphényl-3.6 benzo-4.5 phtalimide (III *b*), préparé, à cette occasion, par action de

l'urée à 200° sur l'anhydride I *b*, $C_{24}H_{15}O_2N$, aiguilles incolores (acide acétique), F_{inst} 310°, resolidification et seconde fusion 330°.

Il apparaît donc que la présence de substituants phényles en 3.6 dans les composés IV *a* et IV *b* favorise la formation de la structure N-aminophtaliminique au détriment de la structure phtalazdionique. De plus, ces corps IV *a* et IV *b* ne s'isomérisent pas par la chaleur en phtalazdiones, comme cela a lieu avec d'autres composés aminopyrroliques du même type ([1]), ([4]); le diphénylaminophtalimide IV *a*, comme son dérivé acétylé V *a*, ne subissent à la fusion qu'une résinification, alors que les benzologues respectifs IV *b* et V *b* se transforment en le diphtalimide VI *b*.



Indiquons rapidement au passage que l'action de l'hydrazine respectivement sur l'anhydride diphényl-3.6 tétrahydro-1.2.3.6 phtalique (VII) et l'anhydride diphényl-3.6 époxy-3.6 tétrahydro-1.2.3.6 benzo-4.5 phtalique (VIII) (composés intermédiaires dans la préparation des anhydrides I *a* et I *b*) conduit également aux dérivés N-aminopyrroliques correspondants : le diphényl-3.6 tétrahydro-1.2.3.6 N-aminophtalimide (IX), $C_{20}H_{18}O_2N_2$, feuillets incolores (éthanol), F_{inst} 208°, et le diphényl-3.6 époxy-3.6 tétrahydro-1.2.3.6 benzo-4.5 N-aminophtalimide (X), $C_{24}H_{18}O_3N_2$, bâtonnets incolores (xylène), F_{inst} 244°. Le premier donne par déshydrogénation (soufre à la fusion) le composé IV *a*, le second fournit facilement par déshydratation (HBr-acétique) le composé V *b*.

Devant l'insuccès de ces méthodes, nous avons pensé accéder au composé II *b* par l'addition diénique de l'hydrazide maléique (XI) sur le diphénylisobenzofuranne, diène particulièrement réactif. Or aucune réaction ne se produit, même au-delà du point de fusion du mélange. Ceci est probablement dû à l'existence de l'hydrazide maléique (XI), non pas sous la forme dilactame (XI *a*), mais sous l'une ou l'autre des deux formes tautomères monolactime (XI *b*) et dilactime (XI *c*), comme l'indiquent les travaux de J. Druey et coll. (5). Les propriétés philodiéniques de la liaison éthylénique pourraient être masquées chez les hydrazides simple et N-substituées et n'apparaître que chez les hydrazides N-disubstituées, pour lesquelles il ne peut y avoir de tautomérie lactame-lactime. En effet, des trois dérivés pyridaziniques : l'hydrazide maléique (XI), son dérivé N-méthylé (XII), et son dérivé N-diméthylé (XIII), seul ce dernier réagit avec le diphénylisobenzofuranne, à la fusion, pour donner un composé d'addition (XIV), $C_{26}H_{22}O_3N_2$, prismes incolores (acétone), F_{inst} 166-170°, peu stable, se dissociant en solution déjà à la température ambiante.

En définitive, les méthodes simples de préparation exposées ci-dessus n'ont pu permettre d'obtenir les phtalazdiones II *a* et II *b* recherchées, et d'autres voies de synthèse doivent être trouvées.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) A. Étienne, *Les Phtalazines. Traité de Chimie organique* de V. Grignard, Masson, 1953, 20, p. 1079.

(2) Ch. Weizmann, E. Bergmann et L. Haskelberg, *J. Chem. Soc.*, 1939, p. 391.

(3) R. Weiss, A. Abeles et E. Knapp, *Monatsh*, 61, 1932, p. 162.

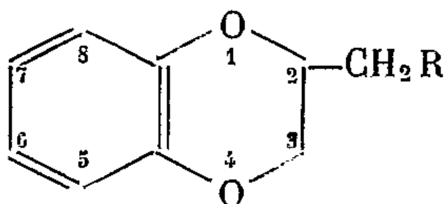
(4) H. D. K. Drew et coll., *J. Chem. Soc.*, 1937, p. 16 et 26.

(5) J. Druey et coll., *Helv. Chim. Acta*, 37, 1954, p. 121 et 837.

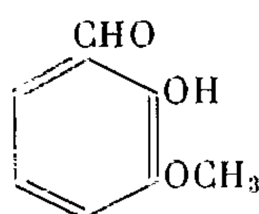
CHIMIE ORGANIQUE. — *Chlorométhyl-2 benzodioxannes-1.4 Ar-substitués en position ortho*. Note (*) de MM. **Albert Funke** et **Arnfinn Paulsen**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Deux séries de réactions, à partir du dihydroxy-2.3 benzaldéhyde, ont permis l'accès aux dérivés du méthyl-2 benzodioxanne-1.4 substitués en position ortho (5 et 8).

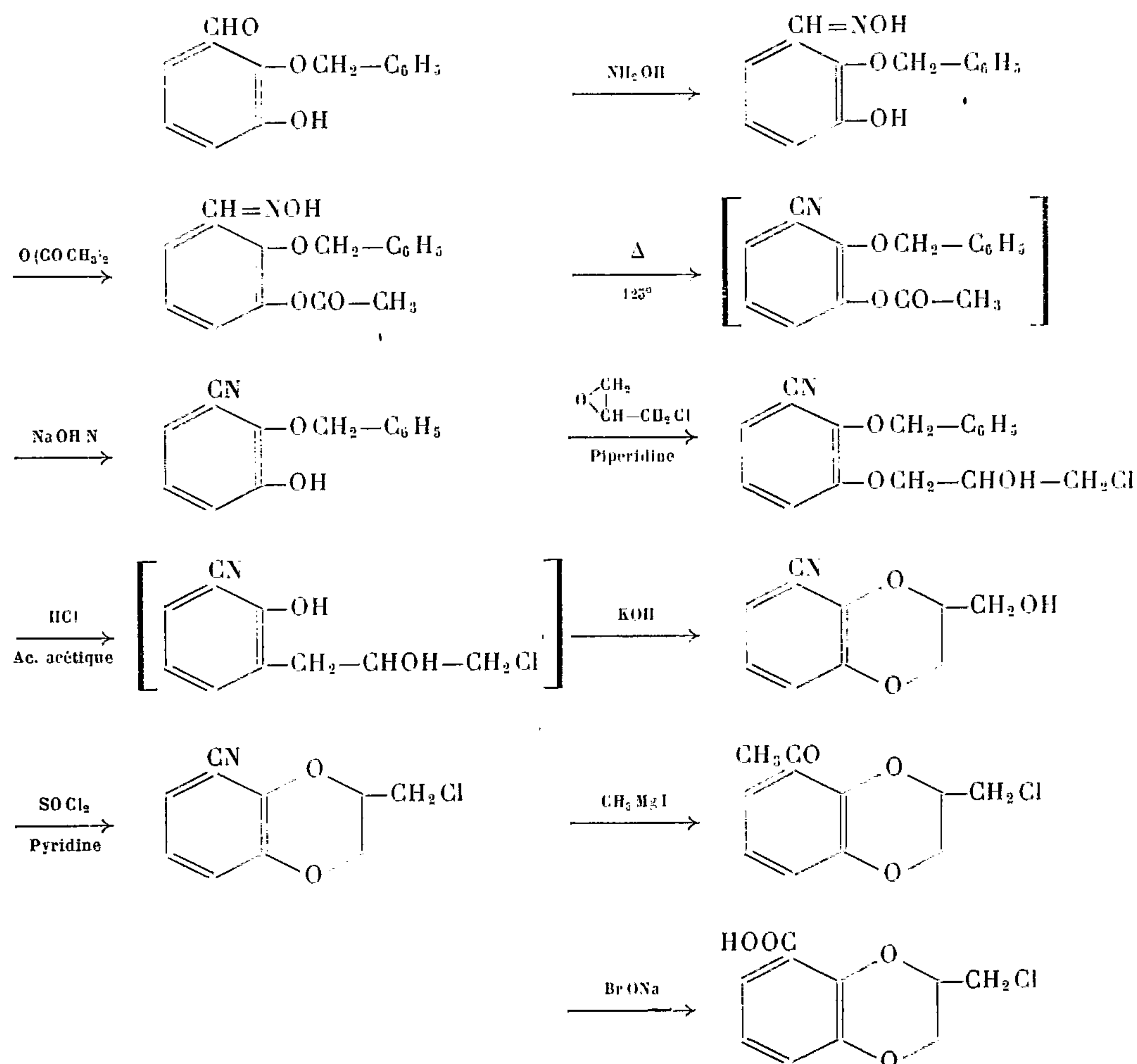
Nous avons décrit dans de précédentes publications (1) de nombreux dérivés du méthyl-2 benzodioxanne-1.4 substitués en 6 et 7. Les synthèses d'isomères en 5 et en 8 font l'objet du présent travail.



Nous nous sommes adressés comme matière première au dihydroxy-2.3 benzaldéhyde, qu'on obtient facilement par déméthylation de l'*o*-vanilline. Par une monobenzylation, on obtient le benzyloxy-2 hydroxy-3 benzaldéhyde à côté de 10 à 15 % de dibenzyloxy-2.3 benzaldéhyde. Pour nous assurer que le groupe benzyle se fixe bien en position 2, nous avons méthylé la fonction phénolique restée libre. Par débenzylation on obtient l'*o*-vanilline

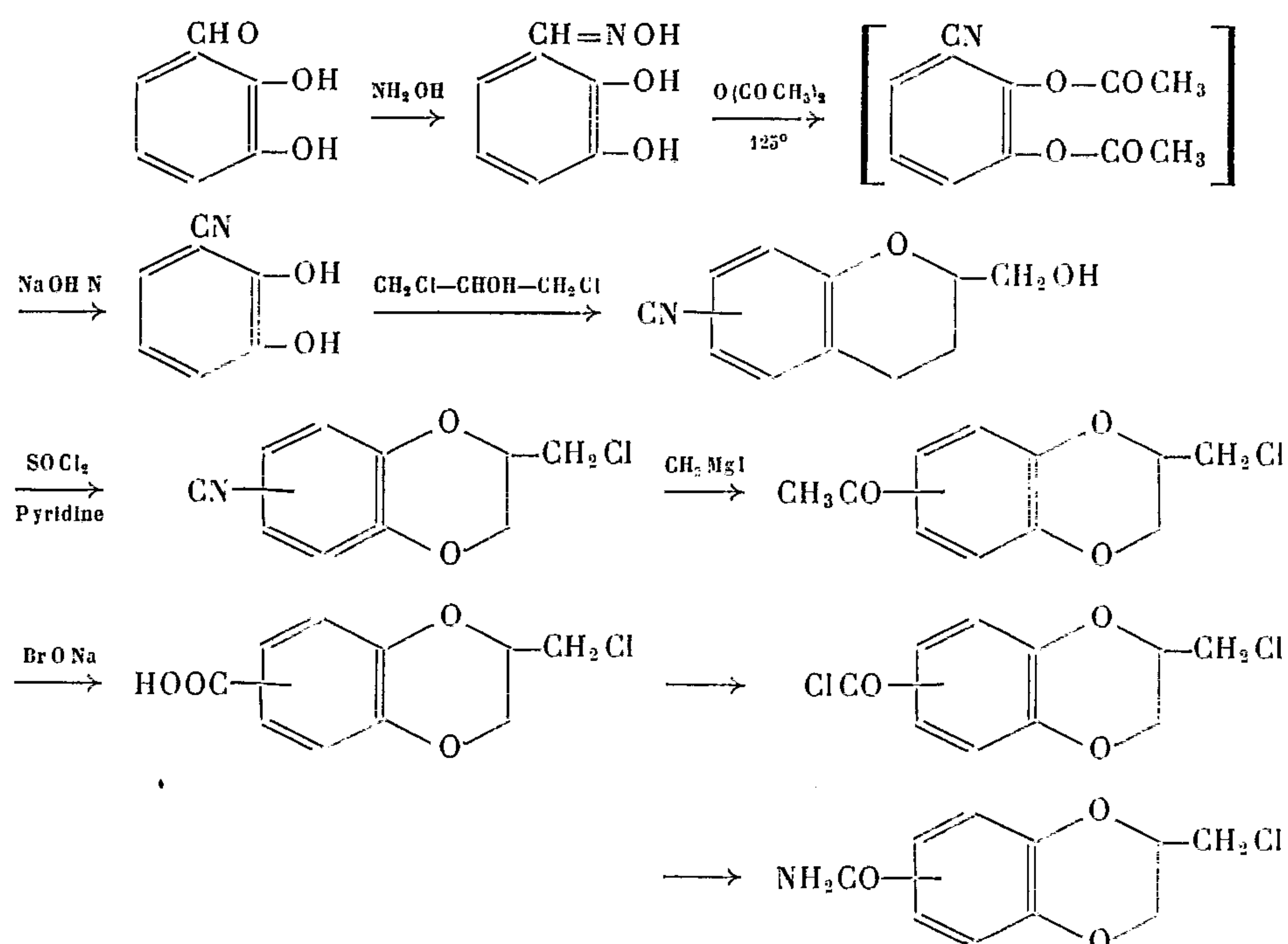


L'acide chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-8 est obtenu d'après les réactions suivantes :

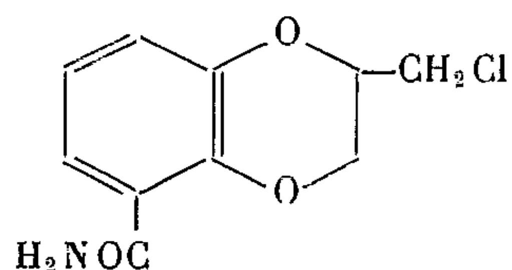


F 112-114° (amide : 111-113°).

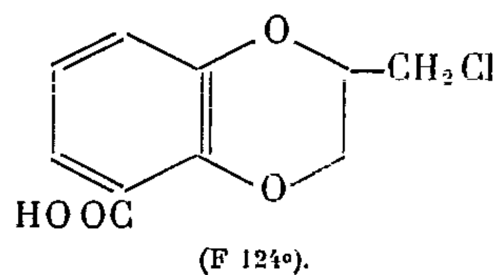
L'isomère en position 5 peut être préparé par une méthode un peu différente :



L'amide recristallisé plusieurs fois dans l'alcool éthylique est un corps pur fondant à 183°. Nous lui attribuons donc la formule suivante :



car le mélange de cet amide avec l'amide en 8 fond bien au-dessous de 113°. Par hydrolyse et recristallisation dans l'alcool éthylique, on obtient l'acide pur correspondant :



(F 124°).

Nous donnons ci-après les constantes des produits nouveaux synthétisés dans ce travail et dont les résultats analytiques sont en accord avec les chiffres théoriques :

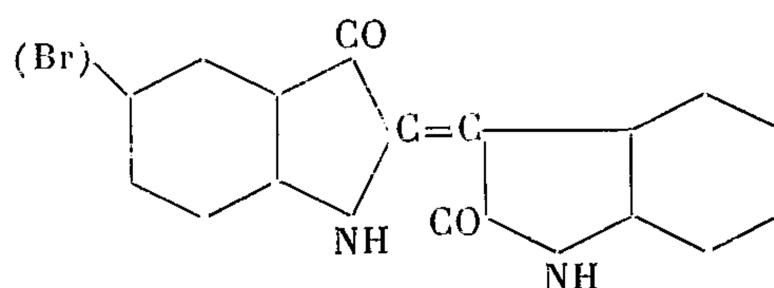
	F (°C).	É (°C).
Benzyloxy-2 hydroxy-3 benzaldéhyde	90– 91	–
Dibenzyloxy-2.3 benzaldéhyde	92– 93	–
Benzyloxy-2 hydroxy-3 benzaldoxime	122–123	–
» acétyloxy-3 benzaldoxime	148–149	–
» hydroxy-3 benzonitrile	71– 72	–
» (γ-chloro β-hydroxypropyl)-oxy-3 benzonitrile	–	210–220/$_{0,02}$
Hydroxyméthyl-2 cyano-8 benzodioxanne-1.4	–	160–170/$_{0,01}$
Chlorométhyl-2 cyano-8 benzodioxanne-1.4	–	140–150/$_{0,04}$
» acétyl-8 benzodioxanne-1.4	–	150–160/$_{0,04}$
Acide chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-8	112–114	–
Chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carbonamide-8	111–113	–
Dihydroxy-2.3 benzaldoxime	114–115	–
» benzonitrile	175–177	–
Hydroxyméthy-2 cyano- (5 ou 8) benzodioxanne-1.4	–	160–170/$_{0,01}$
Chlorométhyl-2 cyano- (5 ou 8) benzodioxanne-1.4	–	140–150/$_{0,04}$
» acétyl- (5 ou 8) benzodioxanne-1.4	–	150–160/$_{0,04}$
» benzodioxanne-1.4 carbonamide-5	182–183	–
Acide chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-5	124–126	–

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) A. Funke, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 360; A. Funke, N. Cibrario et J. Jacob, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 813; A. Funke, A. Paulsen et N. Cibrario, *Ibid.*, **245**, 1957, p. 1935; Pli cacheté du 21 juin 1957 ouvert à la séance de la Société Chimique de France le 22 novembre 1957 (sous presse).

CHIMIE CRISTALLOGRAPHIQUE. — *Sur la structure de l'indirubine et de son dérivé monobromé* (1). Note de Mme **Hélène von Eller-Pandraud**, présentée par M. Paul Pascal.

Les cristaux d'indirubine et de son dérivé bromé



ont été obtenus par sublimation. Ils se présentent sous forme de longues aiguilles brun-rouge foncé, très fines, appartenant au système orthorhombique. Les paramètres des deux mailles cristallines sont les suivants.

La très courte dimension du paramètre *a* interdit les superpositions d'atomes sur la projection YOZ qui, de ce fait, a été étudiée en premier lieu.

	Bromo-indirubine.	Indirubine.
a (Å)	4,68 ± 0,02	4,74 ± 0,02
b (Å)	14,74 ± 0,03	11,95 ± 0,03
c (Å)	19,53 ± 0,06	20,70 ± 0,03
U (Å³)	1 337	1 172
Groupe spatial	$P\,2_1 2_1 2_1$	$P\,2_1 2_1 2_1$
D_x	1,46	1,50
Z	4	4
D_m	1,50	1,49

L'indirubine et son dérivé bromé ne sont pas isomorphes. Si la méthode de l'atome lourd a pu être appliquée à ce dernier composé, seule était utilisable, pour l'indirubine, la méthode d'essais et erreur jointe à l'information sur l'orientation du plan moléculaire déduite de sections de Patterson. On a été ainsi conduit aux projections de densité électronique définitives YOZ sur lesquelles ont été relevées les positions atomiques

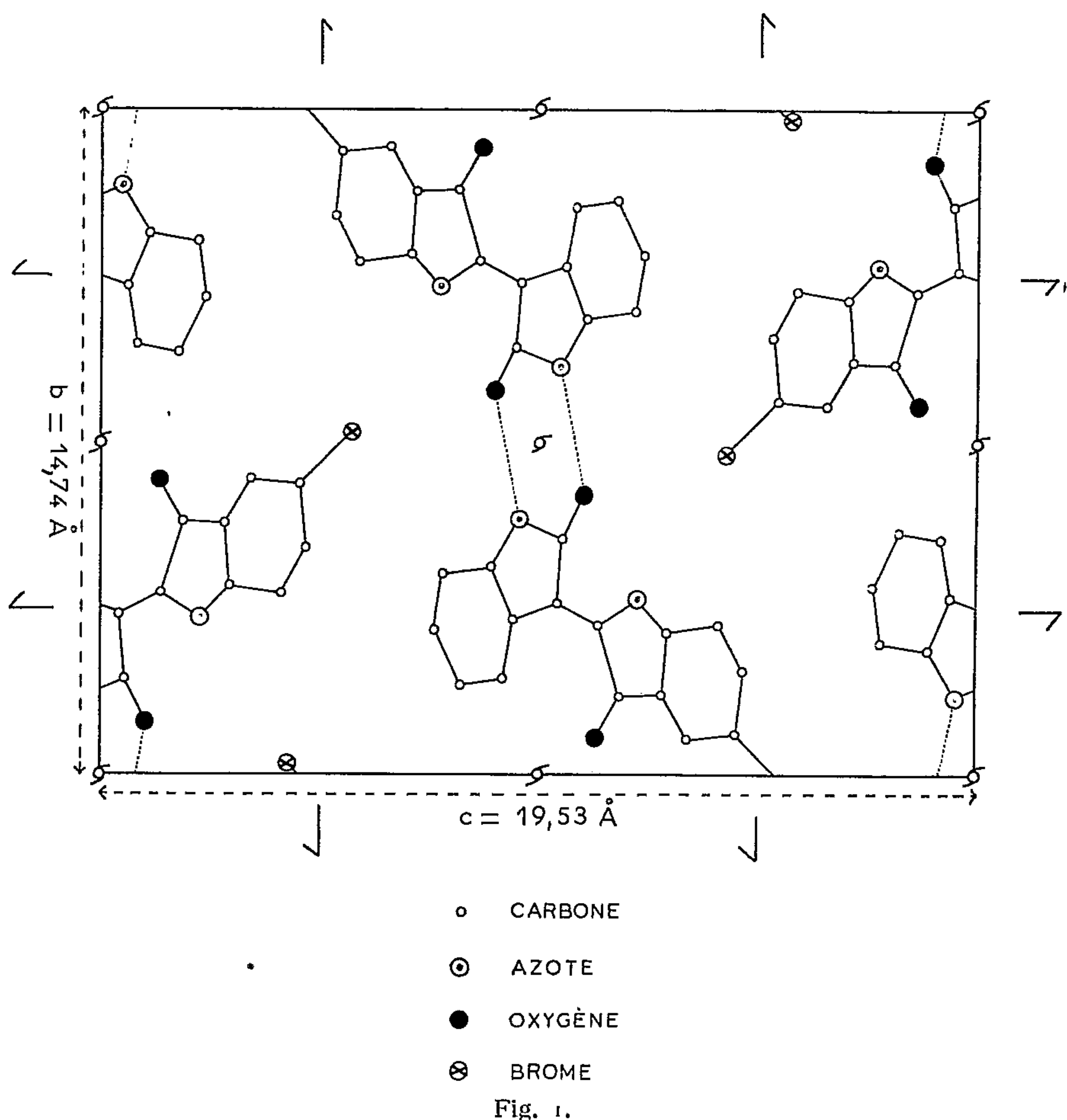


Fig. 1.

données par les figures 1 et 2, respectivement pour la bromoindirubine et l'indirubine.

Plusieurs conclusions peuvent être tirées de ces premiers résultats :

1° Des deux isomères que laisse prévoir la double liaison médiane de la molécule, seul celui où les atomes d'oxygène sont en position trans existe dans l'état cristallin.

2° La structure de l'indirubine et celle de son dérivé, sans être identiques, sont cependant très proches.

L'inclinaison du plan moléculaire sur le plan YOZ peut être calculée à partir d'un modèle de molécule tenant compte des longueurs de liaisons couramment admises. Cette inclinaison est trouvée voisine de 45-50° pour les deux composés.

Dans les deux cas, on retrouve le même empaquètement moléculaire autour des axes binaires hélicoïdaux placés à l'origine et au centre de la maille. Sur les figures 1 et 2 sont indiquées, en pointillé, les liaisons hydrogène s'établissant entre un des oxygènes cétoniques d'une molécule et le groupe imine qui lui fait face dans la molécule se déduisant de la première par opération d'axe binaire avec translation de $a/2$. La distance O...NH est voisine de 2,8-2,9 Å pour l'indirubine et son dérivé. Les molécules

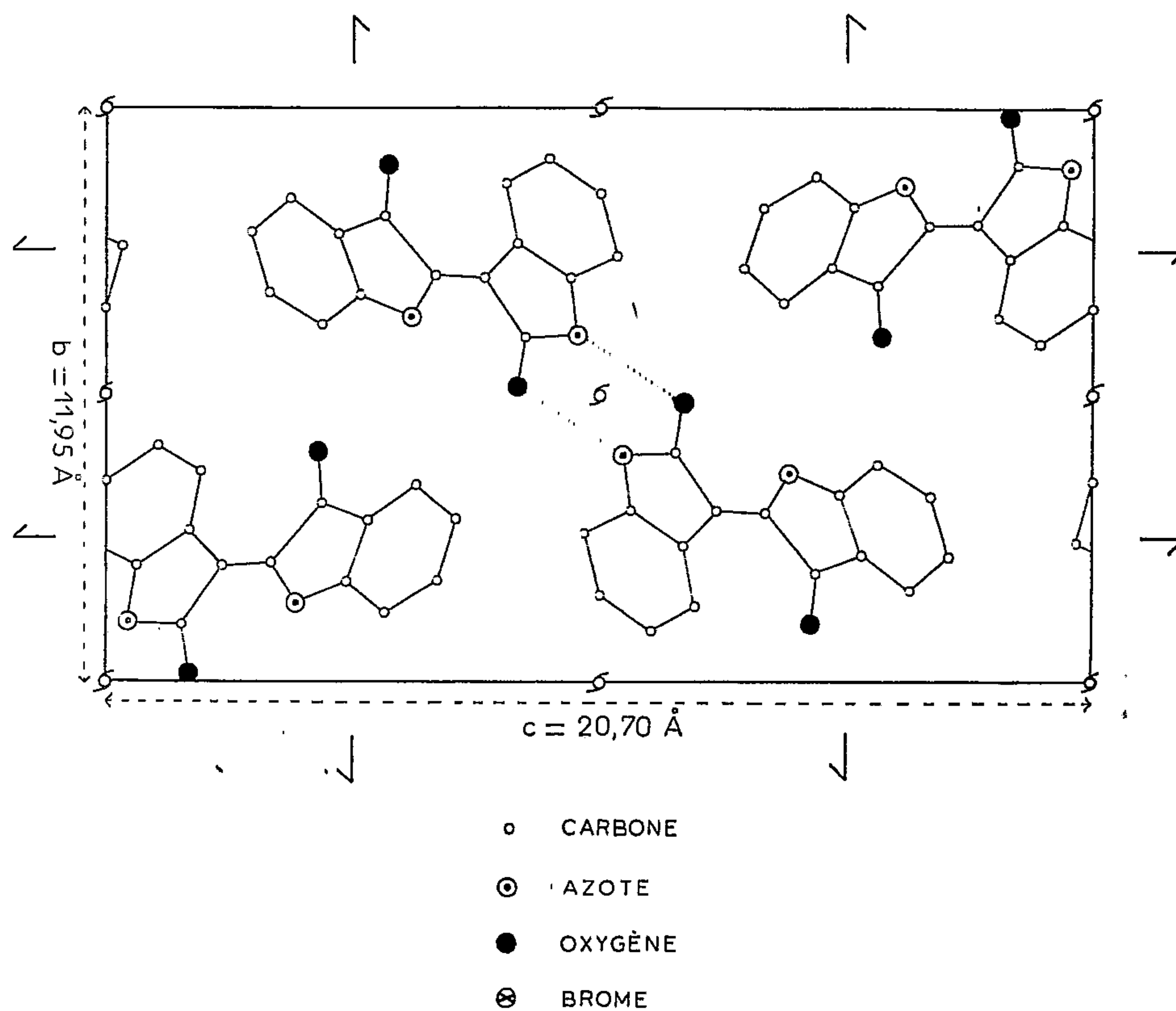


Fig. 2.

sont donc liées entre elles parallèlement à l'axe OX, direction d'allongement du cristal.

On passe de la structure de l'indirubine à celle de la bromoindirubine par une rotation de 25° des différents groupes de molécules autour des axes binaires qui leur servent de supports.

Des calculs tridimensionnels sont actuellement poursuivis dans le cas de l'indirubine afin d'obtenir des renseignements précis sur la molécule elle-même.

(1) Le Docteur S. J. Holt de Londres a mis à notre disposition des échantillons de ces deux composés.

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Données statistiques concernant les empilements désordonnés des particules d'hydroxyde de nickel.* Note de Mme **Jacqueline Longuet-Escard** et M. **Jacques Mering**, présentée par M. Charles Mauguin.

Les paramètres statistiques relatifs aux dimensions des particules colloïdales secondaires de $Ni(OH)^2$ sont déduits de l'analyse directe des intensités des rayons X diffusés. La discussion de ces paramètres permet de conclure que les particules secondaires sont des empilements de deux particules primaires, s'associant au hasard.

Dans une Note précédente (1), nous avons détecté et mesuré l'espacement anormal D créé par l'emprisonnement d'ions adsorbés entre deux particules primaires, associées par leurs faces (001). Nous allons montrer que la transformée de Fourier $g(z)$, qui a permis cette détermination, fournit également des renseignements numériques assez précis sur les dimensions et la constitution de ces empilements (particules secondaires).

Soient $P'(n)$ les probabilités de deux feuillets élémentaires de $Ni(OH)_2$, distants de n fois d_{001}, d'appartenir à une même particule secondaire : les contenus positifs des pics normaux (1) de $g(z)$ sont proportionnels à ces probabilités. Ils leur seraient égaux, si $g(z)$ était normée. Soient $P'(n-1, D)$ les probabilités de deux feuillets, appartenant à la même particule secondaire, d'être séparés par l'espacement anormal D majoré de $(n-1)$ fois l'espacement normal d_{001} : les contenus des pics anormaux sont proportionnels à ces probabilités. Les deux séries de probabilité P′ diffèrent des probabilités P_n définies précédemment (1) par le fait que les paires de feuillets ne sont plus astreintes à appartenir à un même ensemble ordonné (particule primaire). Les valeurs des P_n ont été mesurées indépendamment du présent travail ; on peut les considérer comme des données du problème. Connaissant les probabilités P_n, on peut calculer les probabilités P′, moyennant quelques hypothèses simples sur la constitution des particules secondaires. La comparaison de ces valeurs calculées, avec les valeurs relatives tirées de la distribution $g(z)$ permettra

d'éprouver la validité de ces hypothèses. L'une de ces hypothèses concerne le nombre de particules primaires empilées dans une particule secondaire : l'allure de $g(z)$ semble exclure l'empilement d'un nombre de particules primaires supérieur à 2. Nous admettrons que tout l'ensemble de la masse est constitué par des empilements de particules primaires associées par paires. Nous admettrons également que cet empilement se fait indépendamment des épaisseurs respectives des deux particules primaires associées. Deux cas extrêmes peuvent être envisagés.

1° Les particules primaires sont accolées sans emprisonnement d'ions adsorbés; l'empilement ne comporte pas d'espacement anormal, mais les deux particules accolées ne sont pas ordonnées entre elles (défaut par glissement abitraire). Dans ce cas, les probabilités P′ sont données par l'expression

$$P'_0(n) = 1 - \frac{n - [(n-2)p'_2 + (n-3)p'_3 + \ldots p'_{n-1}]}{\overline{N}'},$$

où $\overline{N}'$ est la moyenne numérique du nombre de feuillets dans la particule secondaire; les valeurs des $p'_{N'}$, fréquences des particules secondaires contenant N′ feuillets élémentaires, sont :

$$p'_{N'} = \sum_{m=1}^{m=N'-1} p_m p_{N-m},$$

les p_N représentent les fréquences des particules primaires contenant N feuillets. Elles se déduisent des probabilités P_N par l'expression :

$$p_N = \frac{P_{N-1} - 2P_N + P_{N+1}}{1 - P_1}.$$

2° Toutes les associations se font avec emprisonnement de couches ioniques adsorbées. Les probabilités P′ relatives à ce cas sont :

$$P'_D(n) = P_n,$$
$$P'_D(n-1, D) = P'_0(n) - P_n.$$

Les valeurs relatives des pics expérimentaux de $g(z)$ forment un ensemble intermédiaire entre celles des deux séries extrêmes P'_0 et P'_D données par le calcul. Il est clair que les deux séries de défauts sont présents dans les empilements. Cela signifie que les deux particules primaires ne s'ordonnent pas immédiatement entre elles après la désorption des ions qu'elles emprisonnaient. L'arrangement définitif, avec fusionnement de deux particules associées en une nouvelle particule primaire, constitue le dernier stade du processus élémentaire du vieillissement. Les valeurs théoriques des probabilités P′, correspondant à la présence simultanée des deux sortes de défauts, sont données par les expressions :

$$P'(n) = AP'_0(n) + (1-A)P_n,$$
$$P'(n-1, D) = (1-A)P'_D(n-1, D).$$

Le coefficient A, fréquence des particules secondaires ayant expulsé les ions adsorbés, peut se déduire du rapport de deux pics expérimentaux de $g(z)$. Nous avons choisi les deux premiers pics normaux $P'(1)$ et $P'(2)$: on trouve ainsi $A = 0,54$. La même opération permet de normer les probabilités P′ expérimentales. Le Tableau donne les valeurs comparées des probabilités P′ expérimentales et calculées. On voit que l'accord est satisfaisant aussi bien pour les $P'(n)$ (espacements normaux) que pour les $P'(n-1, D)$ (espacements anormaux). Ainsi nos hypothèses sur la constitution des particules secondaires semblent vérifiées.

		$P'(n)$		$P'(n-1, D)$	
n.	P_n.	expérimentaux.	calculés.	expérimentaux.	calculés.
1	0,52	0,65	0,65	0,10	0,11
2	0,27	0,40	0,40	0,12	0,12
3	0,10	0,20	0,22	0,09	0,11
4	0,03	0,11	0,11	0,05	0,07
5	0,02	0,06	0,06	0,02	0,03
6	0,01	0,03	0,03	–	–
7	0,	0,01	0,01	–	–

Ce travail montre la richesse des renseignements qu'on peut tirer de l'interprétation quantitative de diagrammes de diffraction des rayons X, paraissant « flous » et « confus ». Le cas présent est un exemple d'applications possibles à l'étude de la constitution des colloïdes minéraux et de la cinétique de leurs vieillissement.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 440.

(Laboratoire central des Services chimiques de l'État)

MINÉRALOGIE. — *Sur la présence de stainiérite à Bou Azzer et les propriétés de cet hydroxyde.* Note de MM. **Jean Orcel**, **Stéphane Hénin** et Mlle **Simonne Caillère**, présentée par M. Charles Mauguin.

La stainiérite considérée jusqu'à présent comme un oxyhydroxyde de cobalt de formule CoO(OH) analogue à la gœthite FeO(OH) est en réalité un hydroxyde $Co(OH)_2$ du type de la brucite $Mg(OH)_2$.

La stainiérite est un hydroxyde de cobalt découvert par A. Schœp et V. Cuvelier (1) dans des gisements du Congo belge; puis W. F. de Jong (3), S. R. B. Cooke et D. J. Doan en ont donné le diagramme de rayons X et L. de Leenheer (4) a décrit sa paragenèse.

D'après les analyses chimiques publiées par deux de ces auteurs [(1) et (4)], il s'agirait d'un produit de formule CoO.OH, classé dans le groupe des

oxyhydroxydes par Ch. Palache, H. Berman et Cl. Frondel [5] et par H. Strunz [6]. Cependant, il convient de signaler que W. J. de Jong avait émis l'hypothèse de l'existence dans la substance qu'il a étudiée, d'un minéral d'une structure différente de celle de la gœthite.

Enfin, l'un de nous a donné les pouvoirs réflecteurs d'une stainiérite de Mindigi que lui avait communiquée M. Schœp [7].

Ayant eu à étudier des minerais cobaltifères du gisement de Bou Azzer, nous avons été frappés par l'aspect noir scoriacé de certains d'entre eux.

L'examen de ces minerais à l'aide des rayons X nous a fourni des diagrammes très voisins de celui de la stainiérite du Katanga, quoique manifestant une moins bonne cristallinité.

Pour compléter cette détermination nous avons effectué la courbe d'analyse thermique différentielle du produit de Bou Azzer et de la stainiérite. En ne tenant pas compte d'un crochet d'eau hygroscopique, les deux courbes sont caractérisées par un accident endothermique variant de 260 à 300° et par un second phénomène de même nature très intense vers 900-960°.

D'autre part, les courbes thermopondérales mettent en évidence une perte de poids vers 250-275° qui, en faisant abstraction des impuretés, est d'environ 13,5 %. Une seconde perte de poids a lieu vers 900°; elle est de l'ordre de 3,5 %. Ces deux accidents correspondent donc à ceux décelés par l'analyse thermique différentielle.

La composition chimique des deux échantillons est reproduite dans le tableau suivant :

	1.		2.	3.
CoO	70,00	(Co_2O_3)	83,54	80,5
SiO_2	1,35		–	–
Al_2O_3	1,0		–	–
Fe_2O_3	3,30		0,63	–
Cr_2O_3	0,20		–	–
MnO	0,35		–	–
TiO_2	0,05		–	–
CuO	0,10		0,92	–
MgO	1,40		–	–
CaO	0,85		0,88	–
H_2O^-	4,00	Résidu	1,66	–
H_2O^+	17,00		11,97	19,5
TOTAL	99,60		99,60	100,0

1. Minéral de Bou Azzer; 2. Stainiérite de Kadjilangwe (Congo Belge); 3. Composition centésimale du minéral de Bou Azzer recalculée en défalquant les impuretés et l'eau hygroscopique; elle correspond à la composition théorique $Co(OH)_2$.

On constate donc que ces substances sont constituées en majeure partie par un hydroxyde de cobalt. Si la formule de celui-ci était bien $CoO.OH$

comme on l'a admis jusqu'ici, on devrait observer une perte d'eau de l'ordre de 9,80 % laissant un résidu de formule CO_2O_3. En admettant avec L. De Leenheer que la seconde perte de poids (à 900°) est due à un dégagement d'oxygène, celle-ci devrait être de 3,22 % s'il se formait Co_3O_4 ou de 9,63 % si l'on aboutissait à CoO. La première transformation correspondrait à peu près à la perte d'oxygène observée (3,5 %), mais la quantité d'eau dégagée vers 250° est nettement plus élevée que la perte théorique de 9,80 %. Le mécanisme de la déshydratation ou la nature de l'hydroxyde ne correspond donc pas aux données trouvées dans la littérature.

Or, déjà V. Billiet et A. Vandendriessche ([8]) avaient observé en chauffant l'hétérogénite, stainiérite cuprifère, que le produit obtenu était un spinelle de formule $(Co, Cu)Co_2O_4$.

Nous avons examiné à l'aide des rayons X l'oxyde obtenu par déshydratation de la stainiérite, et vérifié qu'il donne un diagramme très voisin de celui de la magnétite. Cette observation n'infirme pas complètement l'hypothèse précédente, car on pourrait supposer que CoO.OH donne un oxyde cubique de type $\gamma\, Co_2O_3$ dont la structure est voisine de celle du spinelle comme cela se produit pour la lépidocrocite (FeO.OH). Toutefois, il n'y a aucune analogie entre les diagrammes de la stainiérite et de ce dernier hydroxyde.

Au contraire, le diagramme de l'hydroxyde cobaltifère naturel et artificiel ([10]) présente des analogies très nettes avec ceux de la brucite, $Mg(OH)_2$, et de la pyrochroïte, $Mn(OH)_2$. Nous sommes donc en présence d'un minéral de formule $Co(OH)_2$. La perte d'eau théorique à 250° devrait être alors de 19,35 %, si le produit déshydraté répond bien à la formule CoO; mais on sait que tout le groupe de métaux voisins du cobalt, en particulier le fer et le manganèse s'oxydent facilement. Il s'ensuit que CoO, résultant de cette déshydratation, fixe immédiatement de l'oxygène pour donner des corps ayant la structure du spinelle et dont la composition est voisine de Co_3O_4. Effectivement la perte de poids apparente est alors de 13,35 %; elle est presque égale à celle mesurée pour la stainiérite de Kadjilangwe et pour le produit de Bou Azzer.

Origine de la seconde perte de poids. — Les diagrammes de rayons X des produits chauffés à 1000° puis refroidis à l'air sont identiques à ceux des substances déshydratées par chauffage à 550° et correspondent au spinelle. Si, au contraire, on a soin de refroidir à l'abri de l'air les poudres calcinées, en scellant le tube qui les renferme, immédiatement après sa sortie du four, leur diagramme est très voisin de celui du périclase (MgO).

La perte de poids enregistrée vers 900° correspond donc à un dégagement d'oxygène et s'accompagne d'un changement de structure; celle-ci passe du type spinelle au type périclase.

La transformation devrait donc s'écrire : $Co_3O_4 \rightarrow 3\, CoO + O$.

Cependant, la perte de poids de 6,62 % résultant de cette équation est plus élevée que la perte observée et il faut admettre que l'oxyde formé contient un excès d'oxygène (correspondant à $CoO_{1,13}$), comportement analogue à celui des composés du fer ([9]).

En conclusion, on voit que la stainiérite est un hydroxyde de cobalt de formule $Co(OH)_2$ et non CoO (OH) comme on l'avait admis jusqu'ici; d'autre part, ce minéral fait partie du cortège des produits d'oxydation des arséniures de cobalt du gisement de Bou Azzer.

([1]) A. SCHOEP et V. CUVELIER, *Bull. Soc. Belge de Géol.*, 29, 1929, p. 74-82.
([2]) W. F. DE JONG, *Natuurwetenschappelijk Tijdschrift*, 1930, n° 3, p. 69.
([3]) S. R. B. COOKE et D. J. DOAN, *Amer. Min.*, 20, 1935, p. 274-280.
([4]) L. DE LEENHEER, *Zentralbl. f. Miner.*, Abt. A, n° 9, 1938, p. 281-288.
([5]) CH. PALACHE, H. BERMAN et CL. FRONDEL, *The system of Mineralogy of J. D. Dana et E. S. Dana*, New-York, 1944, p. 650.
([6]) H. STRUNZ, *Mineralogische Tabellen*, Leipzig, 1949, p. 121.
([7]) J. ORCEL, *Bull. Soc. franç. Min.*, 52, 1929, p. 207.
([8]) V. BILLIET et A. VANDERDRIESSCHE, *Bull. Soc. Belge Géol.*, fasc. 1-2, 49, 1939, p. 63-78.
([9]) A. F. WELLS, *Structural inorganic chemistry*, p. 334.
([10]) L'hydroxyde artificiel est obtenu en faisant agir la soude sur une solution de $CoCl_2$.

MINÉRALOGIE. — *Transformation des formes haute température, basse température de la cordiérite*. Note de M. **TOSHIMICHI IIYAMA**, présentée par M. Charles Mauguin.

La cordiérite $(Mg, Fe^{2+}, Mn)_2Al_4Si_5O_{18}$, pseudo-hexagonale, existe sous plusieurs formes polymorphes ([1]), ([2]), ([3]), ([4]), ([5]). En première approximation on peut distinguer deux types : la cordiérite de basse température qu'on trouve dans les roches métamorphiques, granitiques et dans les pegmatites, la cordiérite haute température des roches volcaniques. Pour une même valeur du rapport $Mn+Fe^{2+}/Mg+Mn+Fe^{2+}$, la cordiérite de basse température possède des indices de réfraction plus élevés que la forme haute température. Par exemple, pour une valeur de ce rapport égal à 0,1 l'indice moyen (n_m) passe de 1,529 à 1,530. La cordiérite de basse température se transforme en cordiérite de haute température par chauffage dans l'air libre à 1000° C pendant 10 mn ou à 850° C pendant 1 h.

En général, la cordiérite de basse température contient de 1 à 3 % d'eau. Mais jusqu'ici on ne s'était pas préoccupé du rôle de l'eau dans la transformation de la forme basse température à la forme haute température. Il nous a paru intéressant d'étudier ce rôle et de préciser, de ce point de vue, les domaines de stabilité des deux formes.

Nous avons étudié à l'aide de la thermobalance un échantillon de cordié-

rite, de basse température, provenant de Laramie Range, Wyoming, U. S. A.; sa teneur en FeO est assez faible (2,59 %) pour qu'on puisse négliger l'oxydation du fer au cours du chauffage. La courbe obtenue est représentée figure 1. De plus, cet échantillon a été chauffé à diverses températures (entre 400 et 800° C) pendant 50 h; les indices de réfraction et l'angle 2 V des axes optiques ont été mesurés après ce traitement, et leurs valeurs sont données en fonction de la température dans la figure 2.

En comparant les figures 1 et 2, on constate que la variation des propriétés optiques correspondant au passage de la forme de basse température à la forme de haute température est liée à la déshydratation.

La transformation de la forme basse température à la forme haute température s'accompagnant d'un départ d'eau, le phénomène doit être influencé par la présence d'eau dans le milieu où il se produit. Nous nous sommes proposé d'étudier les conditions de stabilité des deux formes en fonction de la pression d'eau et de la température. Dans ce but 300 à 500 mg de l'échantillon de Laramie Range, réduit en poudre, ont été chauffés dans un autoclave à diverses températures et sous diverses pressions d'eau pendant 48 h. Après ce traitement les propriétés optiques ont été mesurées. Les figures 3 et 4 représentent dans un diagramme pression-température les valeurs observées pour n_g et l'angle 2 V, en degrés, des axes optiques.

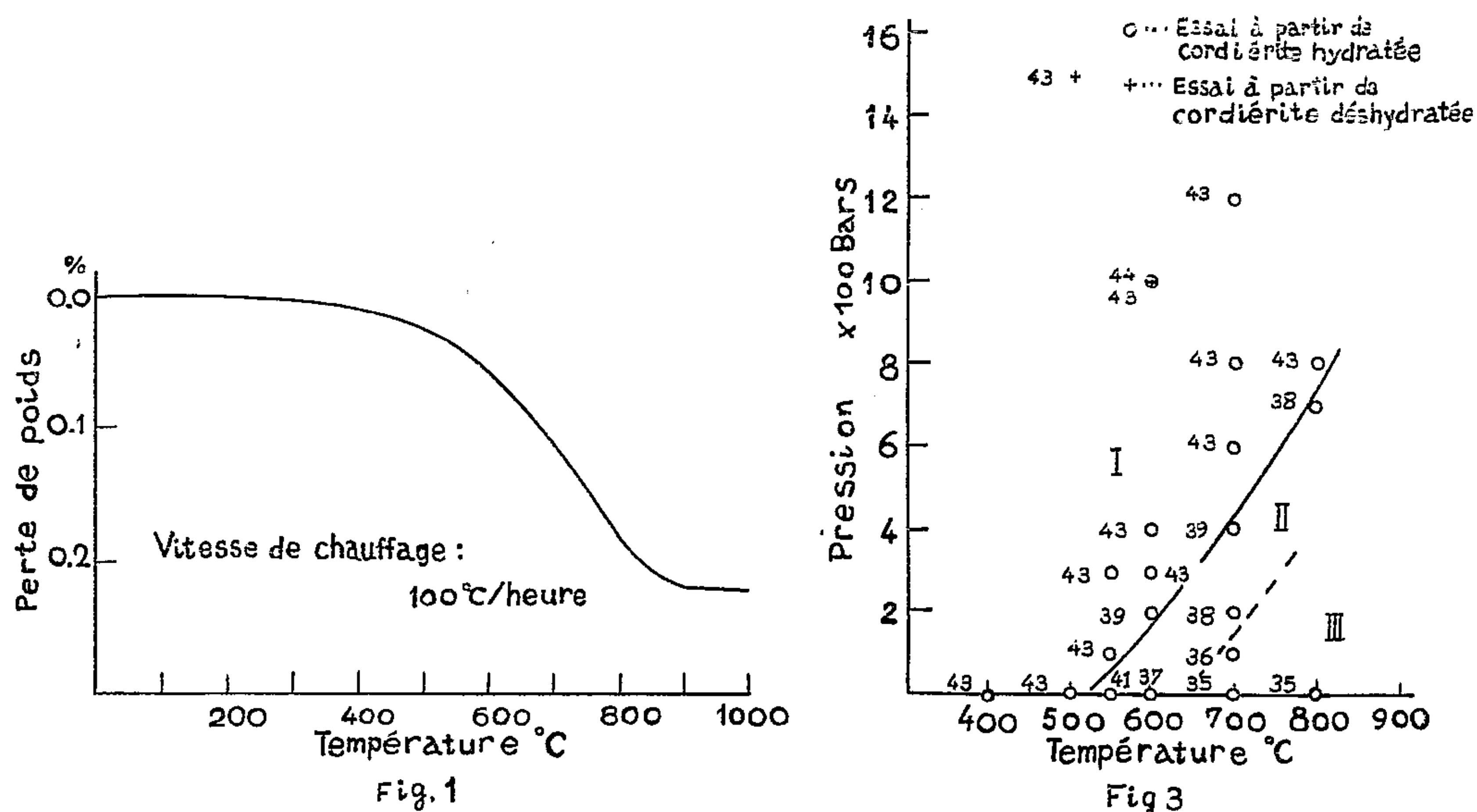
Dans la figure 3, on peut distinguer trois domaines : un premier domaine (I) où, aux erreurs de mesure près, n_g conserve sa valeur initiale; un second domaine (II) où n_g s'abaisse sans cependant atteindre la valeur correspondante à la cordiérite haute température (déshydratée); un troisième domaine (III), enfin où n_g prend la valeur constante caractéristique de la cordiérite haute température.

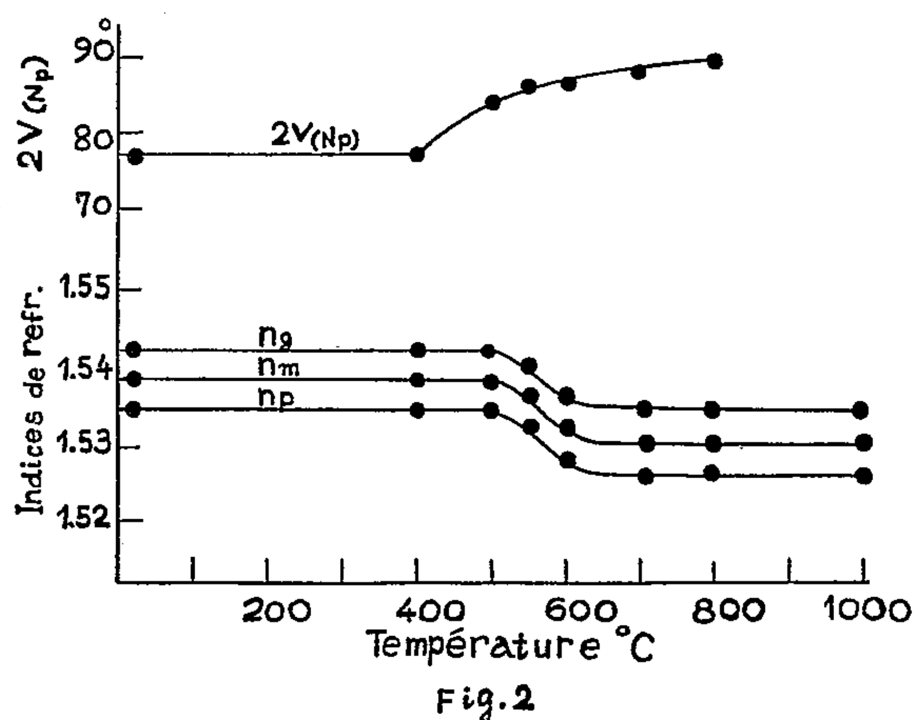
Pour s'assurer que la durée des expériences était suffisante pour atteindre l'équilibre, nous avons fait deux essais à partir du même échantillon déshydraté : à 1000 bars et 600° C pendant 48 h, et à 1500 bars et 500° C pendant 384 h. Ces conditions de pression et de température correspondent au domaine d'existence de la forme basse température, d'après les expériences précédentes; effectivement on constate que, dans ces conditions, l'échantillon déshydraté reprend les indices de réfraction caractéristiques de la forme hydratée.

On remarquera que dans ces expériences on n'a jamais observé d'indices de réfraction supérieurs à ceux de l'échantillon naturel. Il semble donc que la quantité d'eau retenue par cet échantillon à l'état naturel correspond à un maximum.

D'après la figure 4, on voit qu'en général l'angle 2 V des axes optiques augmente lorsqu'on se dirige vers le domaine des basses pressions et des hautes températures, mais avec moins de régularité que les indices de

réfraction. Notons que dans les domaines II et III on obtient parfois des échantillons optiquement positifs avec un angle 2 V voisin de 90°.





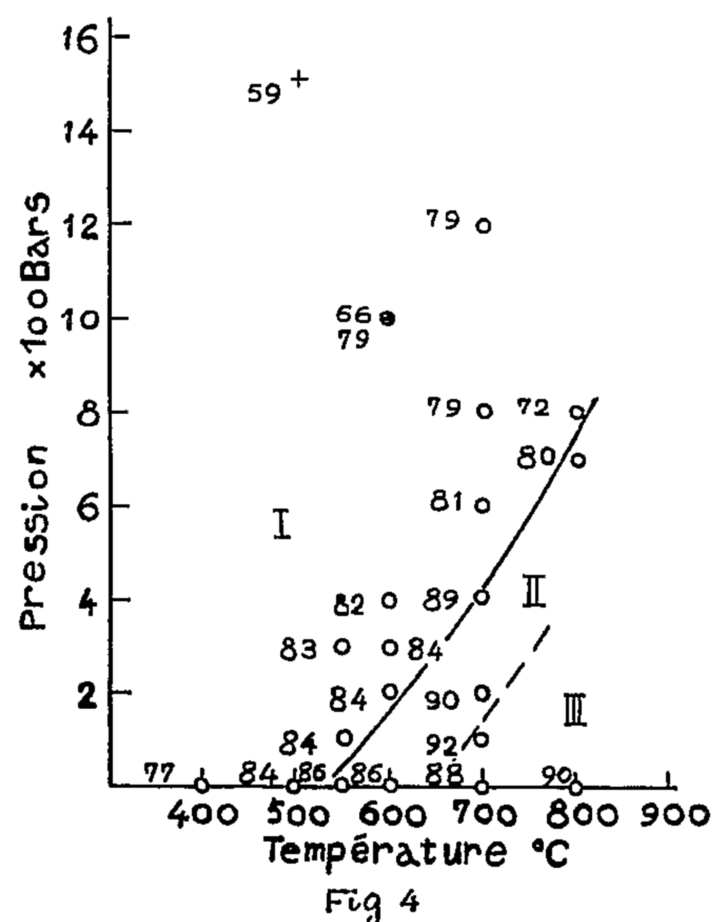


Fig. 3. — Indices de réfraction n_g de la cordiérite de Laramie après chauffage en autoclave. Les chiffres portés à côté de chaque point sont les deux chiffres qui suivent 1,5 pour n_g. Exemple : 43 pour 1543.

Fig. 4. — L'angle 2 V des axes optiques après chauffage en autoclave. A côté de chaque point figure l'angle 2 V(N_p) exprimé en degrés.

On peut conclure de ces expériences que la transformation de la forme basse-température à la forme haute température de la cordiérite correspond

à une déshydratation. La température de cette transformation est fortement influencée par la pression de vapeur d'eau; à sec la transformation se produit à 520-530° C; sous 600 bars elle atteint 750° C. La figure 3 précise les conditions de stabilité des deux formes.

(1) A. Miyashiro et T. Iiyama, *Japan. Acad. Proc.*, 30, 1954, p. 746-751.
(2) A. Miyashiro, T. Iiyama, M. Yamasaki et T. Miyashiro, *Amer. J. Sc.*, 253, 1955, p. 185-208.
(3) K. Sugiura et Y. Kuroda, *Tokyo Inst. Technology Bull.*, n° 1, Sér. B., 1955, p. 125.
(4) A. Miyashiro, *Amer. J. Sc.*, 255, 1957, p. 43-62.
(5) T. Iiyama, *Mineralog. J.*, 1, 1956, p. 372-394.

(Laboratoire de Minéralogie-Cristallographie de la Faculté des Sciences de Paris.)

VOLCANOLOGIE. — *Sur la présence de leucite dans des basanites des Causses.* Note de Mme **Élisabeth Jérémine**, M. **Bernard Gèze** et Mme **Mireille Christophe-Michel-Lévy**, présentée par M. Paul Fallot.

Au Sud de la montagne de l'Aubrac, le plus méridional des grands massifs volcaniques de l'Auvergne, environ 200 petites sorties de laves à faciès basaltique s'échelonnent sur 150 km de long jusqu'à la Méditerranée.

Elles traversent indifféremment les terrains jurassiques tabulaires des Grands Causses, les terrains primaires plissés de l'extrémité orientale de la Montagne Noire, puis les chaînons pyrénéens secondaires et la plaine tertiaire ou quaternaire du Bas-Languedoc.

Macroscopiquement très semblables entre elles, ces laves noires, compactes, parfois vitreuses ou poreuses, renferment toujours de petits phénocristaux d'olivine (indépendamment de gros nodules à olivine plus accidentels).

Leur étude au microscope révèle que, riches en microlites d'augite et d'ilméno-magnétite, elles contiennent parfois suffisamment de microlites de feldspath pour constituer de véritables basaltes, notamment dans le Bas-Languedoc. Mais dans la zone des Causses, les feldspaths sont au contraire généralement rares ou absents; la plupart des roches sont en réalité des ankaramites (basaltes riches en augite), des basanites ou des limburgites.

Dans les basanites, qui nous intéressent spécialement, on remarque qu'un minéral isotrope, à indice de réfraction plus faible que celui du baume du Canada, remplit des interstices ou forme des filonnets qui sillonnent ces roches. Le diagramme de rayons X a montré qu'il s'agissait d'*analcime*. L'analyse chimique confirma d'ailleurs ces observations : le déficit de silice des laves contenant de l'analcime (seule ou accompagnée

de néphéline) s'exprime, dans le calcul de l'analyse, par la teneur relativement élevée en néphéline normative (16,76 % dans la basanite de Lodève).

Dans certains échantillons de la même région nous avons décelé, en outre, de la *leucite* par l'examen microscopique (indices de réfraction et biréfringence faibles, macles polysynthétiques caractéristiques) et par le diagramme de rayons X. Elle se présente comme l'analcime sous forme de remplissage des filonnets ou d'interstices et se serait formée à la fin de la cristallisation ou immédiatement après, à une température supérieure à 625° C et en subissant un refroidissement assez lent. En effet, on a reconnu expérimentalement que la leucite cristallise sous la forme cubique au-dessus de 625° C et se transforme à cette température en individus quadratiques [J. Wyart ([1])]. Si le refroidissement est rapide, les cristaux restent toutefois optiquement isotropes, mais si le refroidissement est lent, le système de lamelles maclées est bien visible. Par contre, en 1890, Ch. et G. Friedel ([2]), dans leurs expériences de synthèse, sous pression, en présence de vapeur d'eau, ont obtenu vers 500° C des cristaux quadratiques non maclés.

L'analyse chimique d'une basanite à leucite provenant de la Chapelle Saint-Vincent (Causse du Larzac, au Nord de Lodève, Hérault) montre que cette lave est plus riche en K_2O (2,50) que celles à analcime seule (K_2O de 0,60 à 1,66 %).

Une basanite de Lodève (K_2O = 1,96 %; Na_2O = 4,39 %) riche en néphéline calculée, contient de la leucite ayant les mêmes caractères.

Ces deux cas de présence de la leucite ne permettent pas de conclure à l'existence des *laves* à leucite en France. Pourtant ce n'est pas la première fois qu'on signale l'apparition de la leucite sous ce même aspect. A. Lacroix ([3]) a découvert ce feldspathoïde remplissant également les filonnets et maclé dans une basanite de la Banne d'Ordanche. Puis Auguste Michel-Lévy et A. Lacroix ([4]) ont cru reconnaître de la leucite complètement transformée, comme un élément normal d'une téphrite carbonifère du Mâconnais.

Pour les volcans du Midi de la France, il semble intéressant de souligner la présence de la leucite seulement dans les laves des Causses et non dans celles du Bas-Languedoc. Rappelons que d'après l'hypothèse de Rittmann ([5]) les laves leucitiques du Vésuve, trachytiques à l'origine, s'appauvriraient en silice par assimilation des calcaires et dolomies qui se trouvent dans le substratum, au toit du foyer du volcan. Par différenciation gravitative, les silicates calciques et magnésiens gagneraient alors la profondeur, tandis que les minéraux potassiques légers (sanidine et leucite) seraient entraînés vers le haut avec les éléments gazeux.

Les petits volcans des Causses se présentent effectivement dans de très nombreux cas avec un caractère laccolitique au sein d'une puissante série calcaréo-dolomitique, tandis que ceux du Bas-Languedoc se montrent

assez différents [6]. En outre, des blocs calcaires se rencontrent souvent en abondance comme produits de ramonage dans les Causses, mais les masses magmatiques sont tellement réduites que des échanges à grande échelle comparables à ceux du Vésuve y seraient peu vraisemblables. Au lieu de phénocristaux bien individualisés de leucite, on ne verrait que les filonnets et les interstices de la roche remplis par de la leucite ou de l'analcime.

Nous donnons ci-dessous trois analyses de laves :

1. Basalte normal d'Agde, Bas-Languedoc, ne contenant ni analcime, ni leucite; **2.** Basanite à leucite de la Chapelle Saint-Vincent; **3.** Basanite à leucite de Lodève (Causse du Larzac). 1 et 3 analysées par F. Raoult, 2 par le Laboratoire du C. N. R. S.

	1.	2.	3.
SiO_2	49,78	41,35	43,71
Al_2O_3	10,43	12,25	13,81
Fe_2O_3	6,48	9,25	5,78
FeO	4,92	7,00	7,41
MnO	n. d.	0,24	n. d.
MgO	8,65	10,50	5,67
CaO	10,06	11,00	11,96
Na_2O	3,19	3,05	4,39
K_2O	1,29	2,50	1,96
TiO_2	3,81	2,10	3,98
P_2O_5	0,78	0,70	0,64
H_2O^+	0,87	0,25	1,00
H_2O^-	–	0,10	0,14
	100,26	100,53	99,95

Dans 3 : $SO_3 = 0,07$ et $Cl = 0,17$ compris dans le total.

(1) J. Wyart, *Comptes rendus*, **205**, 1937, p. 1077 et *Bull. Soc. fr. Minér.*, **61**, 1938, p. 228-238.

(2) Ch. et G. Friedel, *Bull. Soc. fr. Minér.*, **13**, 1890, p. 129-140 et 182-188.

(3) A. Lacroix, *Comptes rendus*, **113**, 1891, p. 751 et *Les enclaves des roches volcaniques*, Mâcon, 1893, p. 73-76.

(4) A. Michel-Lévy et A. Lacroix, *Bull. Soc. fr. Minér.*, **18**, 1895, p. 24-27 et *Bull. Carte Géol. Fr.*, **7**, 1895, p. 1-14.

(5) A. Rittmann, *Vulcani*, 1944, p. 139-144.

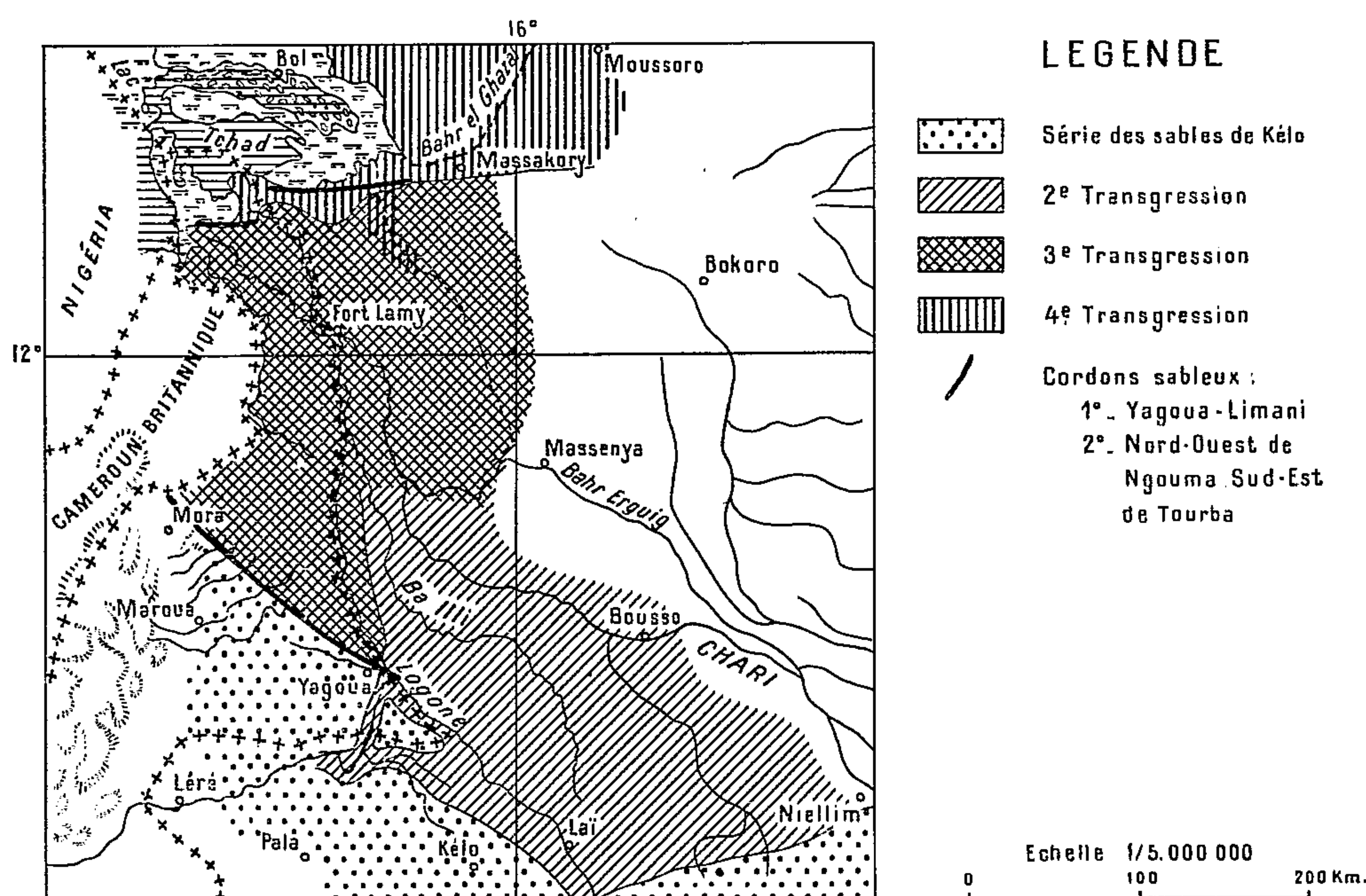
(6) B. Gèze, *Bull. Volc.*, **17**, 1955, p. 73-89.

GÉOLOGIE. — *Transgressions et régressions du Lac Tchad à la fin de l'ère Tertiaire et au Quaternaire.* Note de M. **Jean Pias**, présentée par M. Raoul Combes.

L'histoire géologique de la cuvette tchadienne est avant tout celle du Lac Tchad dont plusieurs avancées sont visibles. Avancées et régressions font penser à des alternances de climat qui seraient en rapport avec les glaciations du Quaternaire (1); aux glaciations correspondraient des périodes de forte pluviométrie marquées par des avancées du Lac et aux interglaciaires des climats secs.

L'histoire géologique récente de la partie Sud de la cuvette tchadienne semble facile à reconstituer. Son passé est lié au lac Tchad dont quatre transgressions importantes sont visibles.

1. MER PALÉO-TCHADIENNE (2). LA SÉRIE DES SABLES DE KÉLO. — La première transgression, la plus ancienne et la plus importante que nous connaissions, date du Continental terminal — fin Tertiaire. Les argillites, les grès trouvés dans le Sud (région de Lai, Guidari, etc.) ou dans le Nord (Ennedi, Tibesti) donnent l'étendue d'une mer paléo-tchadienne qui occupait une partie du Sahara actuel, s'étendait en Nigéria (3) et allait dans le Sud du Tchad jusqu'aux contreforts de l'Adamaoua.



A ce premier sédimentaire lacustre succède la première série fluviatile connue au Tchad : celle des *sables de Kélo* (4). Elle apparaît comme due à une surrection de l'arrière-pays. Cette surrection, accompagnée d'une reprise de l'érosion amène l'ablation du manteau de sols et leur dépôt dans la cuvette tchadienne. A partir de cette époque, le lac se retire plus au Nord, soit par assèchement, soit par subsidence. Au dépôt de cette série de sables rouges et beiges aurait succédé une période climatique sèche marquée : par un régime de vents intenses qui va permettre le remaniement des sables et la formation de dunes d'orientation Nord-Est-Sud-Ouest dans le Sud de la cuvette (région Yagoua, Kalfou...Ouaza). Le lac subit à cette époque un assèchement partiel.

2. La seconde transgression. — Elle est marquée par la présence de la série argilo-sableuse à nodules calcaires. Cette sédimentation semble le résultat d'une avancée lacustre en même temps que de puissants mayos déposaient dans les eaux du lac des sédiments sableux assez grossiers. Cette seconde transgression est la conséquence de nouvelles conditions climatiques (grande humidité, recrudescence des pluies). Les fleuves de cette époque débouchent dans le lac, sur la ligne jalonnée par Niellim, Goundi, Guidari, Lai, Gounou-Gaya, Fianga, Yagoua, Maroua, Mora.

A la période de dépôt de l'argilo-sableux a succédé un nouveau changement climatique marqué par des conditions plus arides et un nouveau retrait du lac.

3. La troisième transgression. — *Premiers tracés du système hydrographique actuel. Dépôt de la série sableuse récente.* — A la suite d'un troisième pluvial, le lac va s'étendre de nouveau vers le Sud. Au début de cette phase, d'importants mayos viennent mettre en place dans la partie Sud de la cuvette la série sableuse récente, tandis que s'ébauchent les premiers tracés de l'actuel système hydrographique : premier tracé du Logone en aval de Bongor, du Chari en aval de Niellim. Ce dernier se scinde en de nombreux bras. L'un d'eux, très important, dont l'embouchure fossile dans le lac actuel se situe au Nord de Massaguet vers Tourba, est encore visible. Ce fleuve est à l'origine des sables de cette région. Un second bras du Chari constituait le Barh Erguig actuel et le rejoignait à Bougoumène. Il a laissé des sédiments sableux qui se superposent à ceux de la seconde transgression au Nord de Mailao-Logone Gana et vers Zymado.

De cette époque dateraient les sédiments sableux du Nord et de l'Est du lac. Ils auraient pu être épandus en nappe par un Barh el Ghazal et divers autres mayos coulant du Nord-Est vers le Sud-Ouest entre la fosse des bas-pays et le lac actuel.

Formation du cordon sableux Yagoua-Limani. Dépôt de la série argileuse récente. — Dans le Sud de la cuvette tchadienne, le cordon sableux côtier Yagoua-Limani ([5]) se forme à cette époque. Il donne la limite Sud d'extension de cette troisième fosse tchadienne marquée aussi par la série argileuse récente déposée pendant l'avancée lacustre. L'existence de ce cordon sableux commande, dans le Sud du Tchad et le Nord Cameroun, toute l'hydrographie. Il a des rapports étroits avec le sillon des lacs de Fianga-Tikem, les vallées de la Loka et de la Kabia. Ces voies servaient alors d'exutoire au lac Tchad vers l'Atlantique pendant les crues.

Formation des dunes des bordures Nord et Est du lac et du Barh el Ghazal. — Le lac Tchad va ensuite se replier vers le Nord en même temps qu'un nouveau régime climatique, beaucoup plus sec, s'instaure dans tout le bassin. Il semble s'être retiré au-delà des limites actuelles et s'être presque

asséché, laissant des lacs témoins disséminés dans l'intérieur des terres. Cette période sèche est marquée par un régime de vent très intense qui sera à l'origine du remaniement de la série sableuse précédente et donnera naissance au système dunaire observé au Nord et à l'Est du lac Tchad.

4. LA QUATRIÈME TRANSGRESSION. — *Le cordon sableux Nord. Formations des bourrelets des fleuves. Dépôts des alluvions récentes : limoneuses... argilo-limoneuses.* — Un nouveau et dernier pluvial, moins important que les précédents, va se traduire par une quatrième transgression du lac dont la limite est donnée par un cordon sableux discontinu observé du Nord de Ngouma au Sud-Est de Tourba et par la côte de la série sablo-argileuse, limono-argileuse, etc. trouvée à mi-pente des dunes sur la bordure du lac Tchad et dans le Barh el Ghazal (cote 287 m). A cette époque, les eaux envahissent les interdunes des régions Nord et Est du lac. Elles remontent les cours de l'ancien fleuve débouchant à Tourba, du Chari, du Barh el Ghazal et font communiquer à nouveau les bas-pays du Nord-Est avec le lac actuel.

Dès le début de cette quatrième phase pluvieuse, les débits du Logone et du Chari augmentent notablement. Un système très important de défluents découpe par leurs bourrelets argilo-limoneux l'ancienne étendue lacustre de la troisième transgression au Nord de Fort-Lamy.

(1) J. ABADIE et H. FRANZ, *Contributions à la connaissance de la stratigraphie et climatologie du Quaternaire dans le Bassin tchadien* (document inédit).

(2) J. TILHO, *Comptes rendus*, 181, 1925, p. 643.

(3) C. RAEBURN et B. JONES, *Bull. Geol. Survey Nigeria*, n° 15, London, 1934.

(4) E. ROCH, *Bulletin du Service des Mines*, n° 1, *Territoire du Cameroun*, Paris, Imprimerie Nationale, p. 110.

(5) J. PIAS et E. GUICHARD, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 791.

(Commission scientifique du Logone et du Tchad.)

SÉDIMENTOLOGIE. — *Influence du facteur quantitatif dans le façonnement des grains de sable quartzeux.* Note de MM. **LÉOPOLD BERTHOIS** et **JEAN PORTIER**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Le façonnement des grains décroît rapidement avec la quantité des matériaux déplacés. Influence prédominante des crues dans le façonnement des grains.

Dans le cylindre à revêtement de béton utilisé pour nos précédentes expériences (1), nous avons introduit 100 ml d'eau distillée et des quantités variables de quartz en grains concassés et calibrés par tamisage à 2,18-1,48 mm.

Dans une première expérience nous avons utilisé 100 g de quartz.

Dans une deuxième expérience, seulement 50 g.

Nous comparerons les résultats de ces essais avec ceux obtenus en opérant sur 200 g de quartz ([2]).

Pour les raisons précédemment exposées ([2]) tous les essais successifs n'ont porté que sur la gamme dimensionnelle initiale.

Les expériences n'ont été poursuivies que pendant des temps de rotation représentant 140 km de transport. Cette distance nous a paru suffisante pour mettre en évidence le début de l'usure qui est beaucoup plus caractéristique et plus rapide dans cette première fraction du parcours ([1]), ([2]).

Les résultats obtenus sont les suivants :

1° La comparaison des courbes 1, 2, 3 (*fig.* A) montre que lorsque le poids des grains mis dans le cylindre diminue, l'usure des grains se trouve réduite, mais l'irrégularité des écartements des courbes ne permet pas de fixer de relation de proportionnalité. Les écarts étant souvent du même ordre de grandeur que les erreurs de tamisage (en particulier sur un échantillon ne pesant que 50 g).

2° La comparaison des courbes 4, 5, 6 (*fig.* A) qui représentent les pertes par production de parties fines montre que le pourcentage d'usure diminue avec la quantité de sédiments.

Les équations des pourcentages de pertes kilométriques sont les suivantes pour la distance expérimentale :

Poids initial 200 g : $y = \frac{10}{4}\sqrt[4]{x}$;

» » 100 g : $y = \frac{10}{5,6}\sqrt[4]{x}$;

» » 50 g : $y = \frac{10}{7,5}\sqrt[4]{x}$.

3° Les résultats expérimentaux ont permis de construire le graphique (B) qui donne le pourcentage des pertes en fonction du poids des grains transportés et de la distance parcourue (courbes 1 à 7).

La divergence des courbes montre que l'usure croît très rapidement avec la quantité de grains déplacés dans 1 l d'eau.

4° *Morphométrie comparée.* — Les grains ont été examinés après chaque expérience, mais les résultats n'ont paru valables qu'après un parcours de 140 km au terme duquel la quantité de grains émoussés était devenue suffisante pour permettre l'établissement des pourcentages.

L'équation de la courbe des pourcentages des grains émoussés et non usés en fonction du poids est

$$e = 0,39\sqrt[3]{g^2},$$
$$n_u = 100 - (0,39\sqrt[3]{g^2}),$$

où g, poids des grains. (Courbes 8 et 9, *fig.* B.)

Par conséquent, lorsque la quantité de grains diminue, l'usure des grains est moins rapide et le pourcentage des grains émoussés diminue pour une même distance de transport.

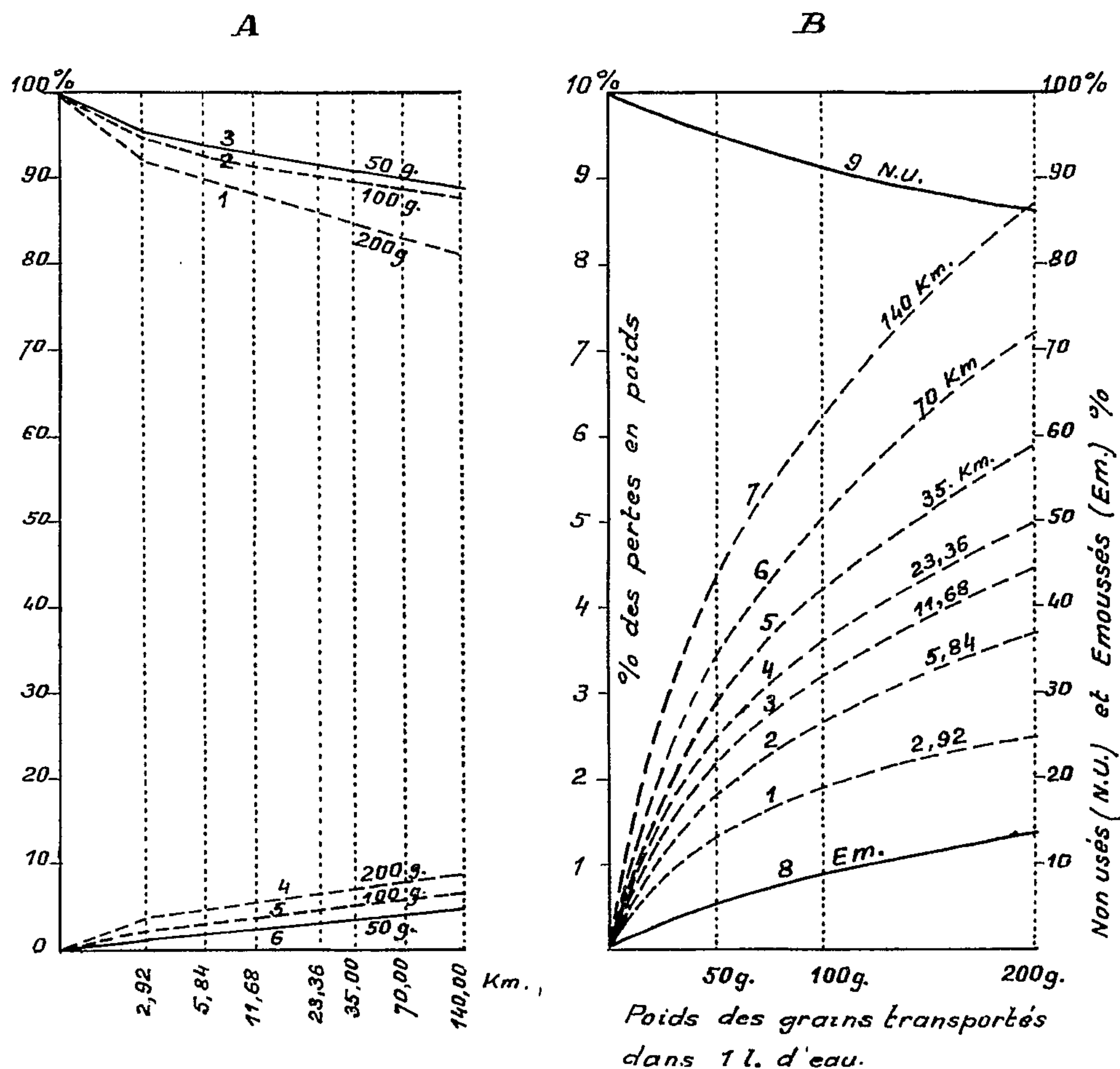


Fig. A.

1, 2, 3. Pourcentage en poids des grains de 2,18-1,48 mm ayant conservé le diamètre initial après chaque expérience.

4, 5, 6. Pourcentages cumulés des pertes sur des poids initiaux de 200, 100 et 50 g.

Fig. B.

1 à 7. Pourcentages en poids des pertes en fonction du poids des grains transportés dans 1 l d'eau et de la distance parcourue (échelle de gauche).

8 à 9. Pourcentage en nombre des grains non usés et émoussés après 140 km de transport, en fonction du poids des grains transportés.

Conclusion. — Tous ces résultats montrent que dans un cours d'eau les grains s'usent, se façonnent et fournissent la plus grande quantité de fins détritus lorsque les eaux entraînent sur le fond une grande quantité de matériaux par roulement et saltation.

Ce sont donc les périodes de crues qui réalisent, presque seules, l'essentiel du façonnement des grains.

(1) L. Berthois et J. Portier, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1778.
(2) L. Berthois et J. Portier, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1152.

(*École nationale d'Agriculture, Rennes.*)

OCÉANOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Mesure des efforts exercés par les lames sur les ouvrages maritimes*. Note (*) de M. **Pierre D. Cot**, présentée par M. Paul Dassault.

Description d'un appareil enregistreur de la force des lames permettant la transmission à distance. Résultats obtenus au Havre.

Les recherches poursuivies dans plusieurs pays, sous l'égide du Comité International pour l'étude des efforts dus aux lames, sont de natures très diverses. En France, c'est au phénomène piézoélectrique qu'il avait été fait appel, entre 1930 et 1939, à la station de Dieppe, pour transformer la pression exercée par les vagues en courants électriques, capables d'en transmettre l'indication à quelque distance. Or, si l'utilisation du quartz est justifiée dans le cas de variations rapides de pressions élevées, la lampe électromètre, qui doit être placée à proximité immédiate du quartz dans le carter contenant le dispositif récepteur des efforts, est un organe fragile; son emploi introduit des capacités parasites. L'amplification, importante, nécessairement faite en courant continu, n'est pas exempte de distorsion.

Le système auquel nous nous sommes arrêté pour la station du Havre repose sur l'utilisation des capacités électriques, dont les variations, introduites dans un circuit oscillant à une fréquence fixe, sont traduites en variations de tension. Ce système a l'avantage d'une bonne stabilité et, dans les limites d'emploi, il n'est pratiquement pas affecté par la distorsion.

La station enregistre les efforts exercés par une houle déferlante, en différents points de la paroi de l'extrémité de la digue Nord du Havre. Elle a été construite en 1949-1950 après une étude des divers procédés d'enregistrement de la pression des lames. L'installation comprend cinq capteurs de pression constitués par des étuis cylindriques en bronze, hermétiquement fixés sur des disques de même métal scellés sur la paroi extérieure de la digue sans y former de protubérance; ils sont disposés aux sommets et au centre d'un carré de 2 m de côté, le capteur central étant à la cote (+ 7,50 m) des cartes marines. Dans chacun d'eux, une membrane en bronze au glucinium de 30 mm de diamètre, dont le plan affleure la paroi de la digue, est attelée directement à l'armature mobile

d'un condensateur formé de cylindres concentriques. L'armature fixe est branchée sur un transformateur-abaisseur, logé dans le capteur, dont le rapport est d'environ 4 000. La flèche maximum de la membrane réceptrice est de 0,1 mm.

A la sortie du capteur, un câble coaxial relié au transformateur-abaisseur met en relation le capteur avec un transformateur-élévateur qui restitue à la capacité sa valeur primitive et l'applique sur le circuit d'un discriminateur. Chaque câble traverse la paroi de la digue à l'intérieur d'un tube d'acier dont l'étanchéité est parfaitement assurée. La longueur maximum admissible du câble coaxial est de 5 m. Ainsi, grâce à l'artifice de la transformation, il est possible de réduire à un transformateur d'impédance, très robuste, l'organe associé à la membrane sensible et de reporter à quelques mètres dans un local ménagé à l'intérieur de la digue, les appareils chargés de recueillir et de transmettre les indications de la membrane.

Chaque discriminateur transforme en variations de tension les variations de capacité du capteur correspondant. Le discriminateur reçoit une fréquence fixe fournie par un oscillateur à deux étages; la tension continue qu'il débite varie fidèlement avec la déformation de la membrane. Les causes d'instabilité ont été réduites en pilotant les oscillateurs au moyen d'un quartz et en plaçant les appareils dans une enceinte à température constante.

La salle des enregistreurs a pu être reportée à 700 m du musoir dans un bâtiment d'accès toujours facile, quel que soit l'état de la mer qui submerge les digues en cas de tempête. Les observateurs échappent ainsi aux inconvénients des installations précédentes et les appareils enregistreurs n'ont plus à souffrir des vibrations de la digue sous l'effet des masses d'eau qui déferlent.

La liaison entre le local des discriminateurs et la salle des enregistreurs est assurée au moyen d'un câble coaxial d'environ 700 m de longueur. Les discriminateurs sont reliés à ce câble coaxial par l'intermédiaire d'amplificateurs à faible gain très stables dont l'objet est d'abaisser l'impédance de sortie à la valeur nécessaire d'environ 6 000 M Ω. La capacité totale du câble étant d'environ $50\,000 . 10^{-12}$ F, la constante de temps de transmission d'une onde à front parfaitement raide sur cette ligne est égale à $0,3 . 10^{-3}$ s, quinze fois plus courte que la durée des enregistrements les plus brefs obtenus naguère dans les installations de Dieppe.

Les appareils enregistreurs se composent de deux tubes cathodiques de 110 mm précédés de commutateurs électroniques et d'amplificateurs débloqués successivement au moyen de multivibrateurs. Les phénomènes sont donc représentés par une succession de points, rapprochés à des intervalles de l'ordre de 1/10 000e de seconde. Chaque tube cathodique comporte cinq voies; on peut ainsi enregistrer outre les indications des

cinq capteurs, une même base de temps sur chacun des tubes et trois autres phénomènes dont, par exemple, la hauteur des vagues.

L'examen des enregistrements montre que, dans le cas d'une lame déferlante, la pression augmente, en général, très brusquement et atteint son maximum en moins de 1/100e de seconde. On observe ensuite aux environs du maximum une succession d'oscillations de période très courte d'abord très rapprochée qui vont ensuite en s'espaçant et en s'amortissant; le spot reprend alors sa position primitive au bout d'un temps variable, mais bref. Dans quelques cas, on peut constater, aussitôt après la montée rapide de pression due au choc, et avant que le spot rejoigne la position correspondant à une pression nulle, un abaissement lent (en 1 à 3 s) de la pression, qui peut s'expliquer par l'existence d'une pression statique. Ce phénomène traduirait une manifestation double du front de houle : en premier lieu, un choc correspondant à un déferlement qui se produit lorsque ce front atteint la paroi de la digue puis, immédiatement après, une surélévation du niveau de l'eau. Dans certains cas, on remarque des fronts d'ondes d'aspect plus complexe qui correspondent peut-être à des déferlements amortis, soit par l'eau, soit par le vent. Par ailleurs, on a constaté parfois l'existence d'une dépression, faible et de courte durée, précédant le choc lui-même. L'existence de ces dépressions ne paraît liée ni à l'intensité ni à la soudaineté du choc qui les suit.

Si les chocs sont généralement soudains, il arrive cependant qu'on observe des montées de pression relativement lentes, dans des temps de l'ordre de 0,3 s.

Aucune corrélation n'a pu être déduite de la succession dans le temps des chocs enregistrés sur les différents capteurs, sauf qu'en général ce sont les capteurs inférieurs qui accusent les premiers l'action des lames.

Les valeurs des pressions enregistrées, enfin, qui ont atteint 7 t/m^2 n'ont qu'une valeur indicative : bien que les lames susceptibles d'être observées sur place aient une amplitude relativement peu élevée, de l'ordre de 3 à 4 m, en raison de la faible profondeur de l'estuaire de la Seine, les dimensions très exiguës des surfaces réceptrices ont sans aucun doute permis la détection d'efforts importants mais vraisemblablement localisés.

Nous espérons pouvoir développer des observations de cette nature au cours des études que le Comité International de la force des lames nous a récemment demandé de poursuivre.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur des variations de la teneur en acide ascorbique dans des espèces du genre* Salicornia. Note de M. **Philippe Hagène**, présentée par M. Roger Heim.

Des dosages effectués à l'automne ont montré que dans deux espèces du genre *Salicornia* (*S. perennis* vivace; *S. disarticulata* annuelle) prélevées dans leur milieu naturel, la teneur en acide ascorbique dépend de la durée totale d'insolation pendant le jour du prélèvement et les deux ou trois jours précédents. Il est possible que la température agisse également, mais par une action inverse, sur cette teneur.

Les conditions naturelles de l'éclairement (nébulosité variable, alternance du jour et de la nuit) entraînent dans les plantes des modifications de la teneur en acide ascorbique ([1]); dans les segments foliaires d'*Helleborus fœtidus*, les variations peuvent être sensibles en 3 h ([2]). En ce qui concerne la température, seuls les effets d'une action prolongée paraissent avoir été étudiés ([1]), ([3]). La teneur est alors le mode d'expression d'une réaction spécifique de la plante, mais, le plus souvent, une élévation de la température favorise la disparition de l'acide ascorbique.

Les dosages dont les résultats font l'objet de cette Note ont été effectués sur une espèce pérennante, *Salicornia perennis*, et sur une espèce annuelle, *S. disarticulata* [récoltées toutes les deux dans la même station ([4])], sur la partie terminale des rameaux, seule entièrement vivante en automne. Chez l'espèce annuelle, cette extrémité, constituée entièrement ou presque, par l'inflorescence fructifère, a donné au broyage d'innombrables embryons verts. Les embryons étaient absents du broyat de *S. perennis*. Les prélèvements pour les dosages ont été faits entre 12 et 15 h (au moment du maximum quotidien) et les plantes broyées dans la solution d'acide métaphosphorique souvent dans les 3 h qui ont suivi la récolte. Dans ces conditions, les variations mineures doivent évidemment échapper aux analyses, mais il a semblé possible de mettre en évidence une influence plus lointaine des conditions extérieures, en même temps que l'évolution annuelle de teneur des plantes et les différences qui constituent des caractères spécifiques.

Espèce et teneur en acide ascorbique au printemps et a l'automne. — Au début de la période de végétation (fin avril, mai), l'extrémité des rameaux de *S. perennis* comme les germinations, hautes de 5 à 10 cm, des espèces annuelles de *Salicornia*, renferment toutes très sensiblement la même quantité d'acide ascorbique par rapport au poids frais : 27 mg pour 100 g, c'est-à-dire environ 250 mg pour 100 g du poids sec. A l'automne (octobre, novembre), les teneurs moyennes sont les suivantes :

	Milligrammes pour 100 g	
	du poids frais.	du poids sec.
Salicornia perennis	19,1	130,2
S. disarticulata	11,2	69,7

Depuis le printemps, la teneur en acide ascorbique a donc sensiblement diminué, particulièrement pour l'espèce annuelle.

Durant la période des dosages rapprochés, à l'automne, la teneur moyenne n'a pas varié sensiblement; cependant, après leur désarticulation, les inflorescences fructifères de *S. disarticulata* ne refermaient plus que 8,16 mg d'acide ascorbique pour 100 g du poids frais (68,1 mg pour 100 g du poids sec).

Variations observées au cours des dosages d'automne et facteurs de ces variations. — 1. *Acide ascorbique pour-cent du poids sec.* — Les graphiques pour les deux espèces sont de forme similaire, mais non identique. La teneur dans *S. perennis* est voisine du double de celle de *S. disarticulata.* Les deux maxima se produisent à la même date pour les deux espèces, mais le deuxième est le plus grand pour *S. perennis.* Le premier pour *S. disarticulata.*

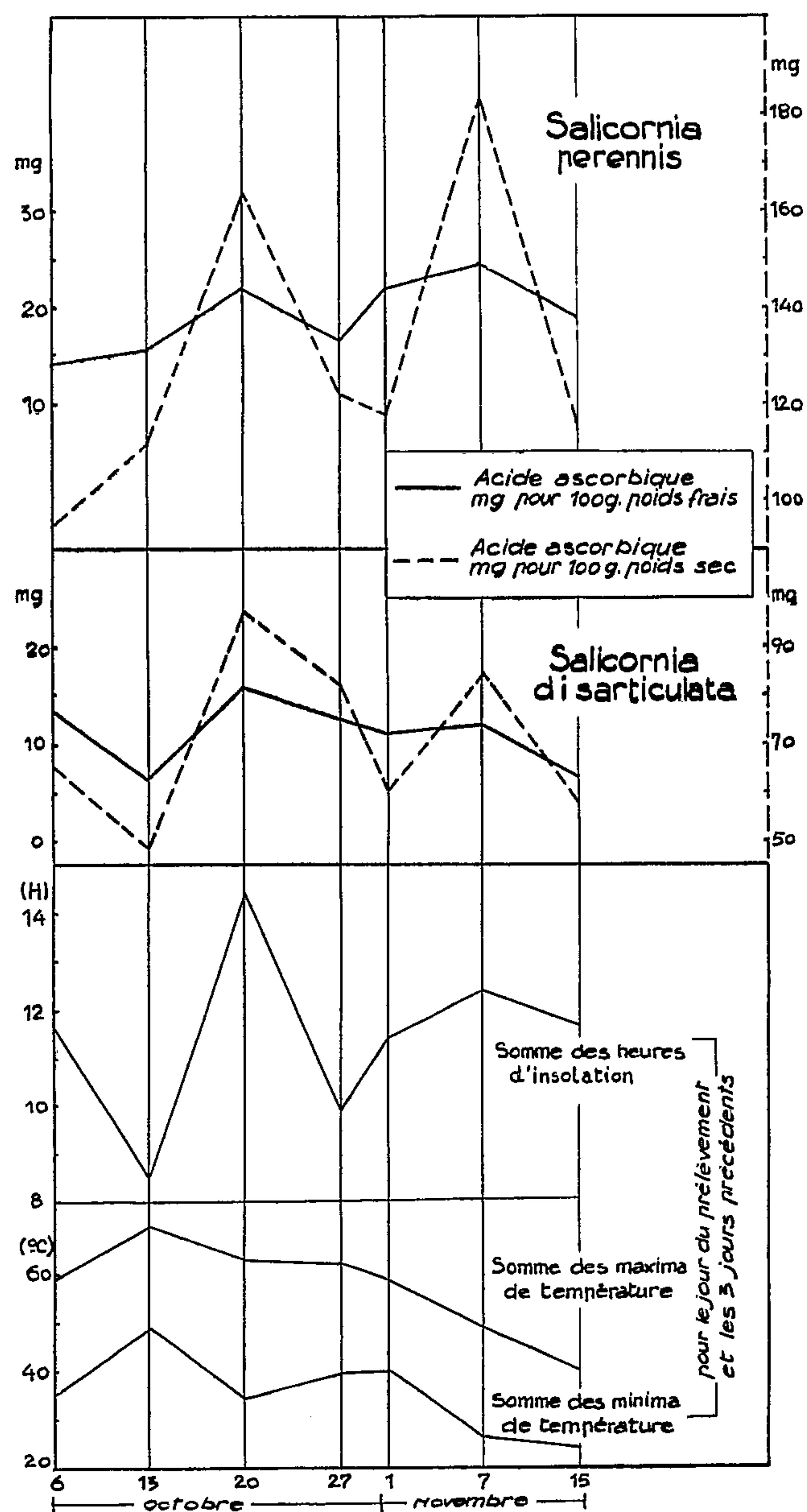
2. *Acide ascorbique pour-cent du poids frais.* — Les formes des graphiques de la teneur en acide ascorbique chez les deux espèces sont encore voisines, mais les valeurs sont plus élevées pour *S. perennis.* L'ordre des maxima est inversé.

Les graphiques des sommes des températures maximum, des températures minimum et des heures d'insolation pour le jour du prélèvement et un certain nombre de jours antérieurs ont été établis sur les renseignements fournis par l'Observatoire de Dinard-Pleurtuit, à 5 km du lieu de prélèvement. Le graphique des insolations présente une évidente analogie de forme avec les graphiques des dosages, mais seulement pour les sommes des heures de soleil du jour du prélèvement et de celles des deux ou trois jours précédents. Pour des durées plus longues ou plus courtes, l'analogie de forme entre les graphiques est moins bonne. Le graphique des sommes des températures minimum, calculées comme celles des insolations, est presque symétrique du graphique de celles-ci. Pour les températures maximum, les rapports sont moins marqués.

A des insolations longues, accompagnées d'une baisse des températures minimum (temps clair), correspondent des maxima de la teneur en acide ascorbique, et des insolations courtes, auxquelles correspond une élévation de la température minimum (temps couvert), tendent à déterminer une baisse de la teneur ([5]).

Insolation et température peuvent intervenir pour provoquer des variations retardées de teneur en acide ascorbique. Robinson ([6]) a obtenu des

résultats analogues sur le Fraisier : la teneur en acide ascorbique de la fraise dépend de l'insolation des cinquième et sixième jours précédant le dosage. Pour *Salicornia*, le graphique des insolations pour ces journées



Teneurs en acide ascorbique.
Sommes des températures maximum et minimum.
Sommes des insolations.

ne présente aucun rapport apparent avec celui des teneurs, et ce serait donc l'insolation de journées plus proches qui agirait sur la formation de

l'acide ascorbique dans la plante. D'autre part, l'acide ascorbique disparaît d'autant plus vite des tissus que la température est plus élevée [7]. Les variations de la température, souvent inverses de celles de l'insolation, agissent donc dans le même sens que celles-ci sur la teneur en acide ascorbique.

(1) H. G. Moldtmann, *Planta*, 30, 1939, p. 297.
(2) W. Kirchheim, *Inaugural-Dissertation*, Munich, 1940, p. 23.
(3) B. Aberg, *Ann. agr. College Sweden*, 13, 1946, p. 239.
(4) Embouchure d'un ruisseau, Saint-Lunaire (Ille-et-Vilaine).
(5) L'existence de points aberrants dans les graphiques montre que d'autres facteurs locaux doivent intervenir aussi dans l'établissement de la teneur en acide ascorbique. Pour le décalage du minimum (27 octobre-1er novembre) on peut penser peut-être à l'action de l'eau de mer qui a atteint les plantes du 21 au 26 octobre.
(6) W. B. Robinson, *J. Agricult. Research*, 78, 1949, p. 257.
(7) B. Aberg, *Physiologia plantarum*, 2, 1949, p. 164.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur le métabolisme glucidique des Algues brunes. Présence de petites quantités de laminarine chez de nombreuses nouvelles espèces, réparties dans tout le groupe des Phéophycées.* Note de M. **Marcel Quillet**, présentée par M. Raoul Combes.

On a mis en évidence la laminarine dans 15 espèces d'Algues brunes appartenant à six ordres différents, par une hydrolyse diastasique sélective, contrôlée au moyen de la chromatographie sur papier et par la préparation de glucosazone, obtenue exclusivement. Les proportions sont données.

La laminarine n'a été signalée, à notre connaissance, parmi les Algues brunes de nos côtes à part *Desmarestia viridis* et *aculeata*, que chez certaines Fucales : *Fucus serratus* (L.), *F. vesiculosus* (L.), *F. spiralis* (L.), *Ascophyllum nodosum* (Le J.), *Pelvetia canaliculata* (D. et T.) (?) et chez certaines Laminariales : *Laminaria digitata* (L.), *L. cloustonii* (E.), *L. saccharina* (L.), bref surtout chez les Algues les plus développées qui en referment de grandes quantités parfois.

Ailleurs les recherches tentées sont restées vaines [1], [2].

Cependant le chimisme glucidique des *Phéophycées* paraît particulièrement uniforme. L'exploration par chromatographie sur papier des polyalcools qu'elles renferment, entreprise récemment pour voir si le volémitol découvert chez *Pelvetia canaliculata* se retrouvait chez d'autres espèces, nous a montré que cet heptitol était tout à fait exceptionnel [3]. Si l'on néglige la quantité vraiment infime de réducteur et de saccharose entraînés dans les extraits par l'éthanol à 85° bouillant, toutes les espèces examinées produisaient au contraire comme réserve spécifique le mannitol classique. Aussi l'absence totale, même à l'époque des meilleures insola-

tions, de la laminarine dont nous avons montré la relation d'équilibre avec le mannitol chez *Laminaria digitata* (1) nous parut-elle quelque peu étonnante.

Elle méritait d'être vérifiée. Soit qu'il faille considérer désormais, comme suppléant de la laminarine dans le métabolisme glucidique, l'abondant mucilage glucosidique, soluble dans l'eau bouillante, élaboré par de nombreux thalles; soit plus vraisemblablement qu'il faille admettre que cet amas épais ait simplement masqué la laminarine aux yeux des chercheurs anciens.

La présente Note montre qu'effectivement il y a toujours en automne de 1 à 5 % de laminarine dans les espèces analysées réparties dans tous les groupes et que ce glucosane est, au même titre que le mannitol, caractéristique de l'embranchement des Phéophycées.

Une si petite quantité de laminarine ne pouvait être séparée par une floculation plombique ou alcoolique de l'épaisse liqueur que constituent les extraits à l'eau bouillante, car les conditions de précipitation sont très voisines. Elle ne pouvait guère être caractérisée non plus par une hydrolyse acide ménagée, car la grande résistance de ses liaisons glucosidiques 1-3 exige des conditions si sévères (plusieurs heures à 100° avec SO_4H_2 à 5 %) qu'elles entraîneraient la dissociation concomitante des composants du mucilage. Il était indiqué, par contre, d'utiliser la propriété bien connue de la laminarine de se laisser hydrolyser très complètement en glucose par le suc hépato-pancréatique d'escargot.

L'hydrolyse est achevée en un temps si court (3 ou 4 h) que les polyoses qui l'accompagnent et qui ne sont, eux, que très lentement hydrolysés, ne risquent pas d'être touchés d'une façon appréciable pendant ce délai. La chromatographie sur papier utilisée comme moyen de contrôle est de ce point de vue très probante.

Notre technique fut donc la suivante :

1° Récolte des thalles à la fin de l'été sur nos côtes (Dinard, Roscoff, etc.) et fixation immédiate dans l'alcool bouillant;

2° Épuisement soigné à l'éthanol (85°) pour les débarrasser des sucres à petites molécules et des polyalcools, puis traitement d'une fraction connue (environ 5 g) par 50 ml d'eau bouillante pour solubiliser la laminarine;

3° Hydrolyse pendant 4 h à 37°, sous toluène, de l'empois mucilagineux ramené à la température ambiante, par 1 ml de l'enzyme d'escargot fraîchement prélevé et dépourvu de réducteur;

4° Extraction, purification et concentration à petit volume du réducteur apparu.

Une partie de la liqueur finale sert à évaluer le taux de la laminarine par dosage du réducteur.

Une seconde partie est employée pour une analyse de contrôle. La chromatographie sur papier permet de vérifier que le sucre présent est seul, que c'est le glucose, et que toute la laminarine a été hydrolysée convenablement. (Il n'y a plus de trace de tache de départ, ni des polyoses intermédiaires.)

Le reste de la liqueur additionné d'une quantité calculée d'acétate de phénylhydrazine, permet de préparer la glucosazone et de vérifier qu'elle est seule à se former dans l'extrait.

La glucosazone est venue en général très facilement et elle était particulièrement pure.

Les chromatogrammes ne nous ont montré aussi la plupart du temps que le glucose.

Lorsque très exceptionnellement, ils laissaient soupçonner la présence d'autres sucres, pentoses et galactoses, ceux-ci ne se trouvaient qu'à l'état de traces, manifestement négligeables en quantité, devant le glucose, et provenaient de la très légère attaque du mucilage par l'enzyme.

Ce glucose toujours présent, obtenu d'une façon si privilégiée et dans des conditions si caractéristiques ne peut, nous semble-t-il, laisser aucun doute sur son origine. Il provient d'un glucosane dont la structure chimique doit être très comparable à celle du produit qu'on a retiré autrefois des Laminariales les plus favorables : il est le signe de la présence, dans les thalles, de laminarine ou d'une substance toute voisine. Il est remarquable qu'une telle substance soit partout présente dans le groupe des Phéophycées à côté du mannitol. C'est certainement la marque d'un métabolisme glucidique très uniforme.

Taux de laminarine pour 100 g *d'Algue séchée à* 110°.

Ordres.	Genres et espèces.	Laminarine (g).	Dates et lieux de récolte.
Ectocarpales...	*Asperococcus bullosus* (L.)	1,1	Dinard (juil. 1956)
	Desmarestia ligulata (L.)	3,5	Jersey (sept. 1929)
Sphacélariales...	*Stypocaulon scoparium* (K.)	1,5	Dinard (juil. 1956)
	Cladostephus verticillatus (J. G. Agardth)	5,0	Belle-Ile (oct. 1955)
Cutlériales.....	*Cutleria multifida* (G)	1,5	Dinard (août 1956)
Laminariales...	*Chorda filum* (L.)	1,8	Jersey (sept. 1929)
Dictyotales.....	*Dictyota dichotoma* (L.)	1,0	Dinard (juil. 1956)
	Dilophus spiralis (J. G. Agardth)	2,0	Dinard (juil. 1956)
	Taonia atomaria (J. G. Agardth)	3,5	Jersey (sept. 1929)
	Padina pavonia (G.)	0,95	Dinard (juil. 1956)
	Dictyopteris membraneacea (B.)	1,8	Jersey (sept. 1929)
Fucales........	*Pelvetia canaliculata* (D. et T.)	1,9	Dinard (sept. 1955)
	Himanthalia lorea (L.)	4,8	Jersey (sept. 1929)
	Bifurcaria tuberculata (St.)	1,95	Dinard (oct. 1957)
	Cystoseira ericoides (C. A. Agardth)	0,97	Roscoff (août 1929)

(1) P. Ricard, *Ann. Inst. Océanographique*, Paris, 8, nº 2, 1930, p. 105-181.
(2) H. Kylin, *K. fysiogr. Sällsk Lund Förh*, 14, 1944, p. 226 et suiv.
(3) M. Quillet, *Bull. Lab. maritime de Dinard*, 43, 1957, p. 128-133.
(4) M. Quillet, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 926.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Effet de l'indolacétonitrile sur le sporophyte de* Marsilea drummondii *A. Br.* (*Filicinées, Marsiléacées*), *cultivé* in vitro. Note de Mme **Lucienne Sossountzov**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Aux fortes concentrations (1 et 10 mg/l), l'indolacétonitrile influe considérablement sur l'aspect morphologique des cultures (allongement du rhizome, retour à l'état juvénile des feuilles, développement des bourgeons axillaires portés par celui-ci). Aux concentrations inférieures, il est sans action.

Au cours de ses recherches sur le développement de plantules de *Marsilea drummondii* (*M. d.*), issues du sporocarpe, A. Allsopp (1) avait été amené à décrire les modifications morphologiques produites sur cette Fougère par l'indolacétonitrile (IAN), hormone naturelle isolée du Chou (2).

Il nous a paru intéressant de compléter les observations d'Allsopp en les effectuant sur des plantes adultes soumises pendant deux passages successifs à un traitement à l'IAN.

Techniques. — Les cultures de *M. d.* utilisées ont déjà subi, depuis leur isolement à partir du sporocarpe, 15 repiquages successifs, espacés de 45 jours. La figure 1 représente une plante adulte cultivée aseptiquement sur le milieu de Knop dilué de son volume d'eau et additionné de 3 % de glucose (milieu témoin). En fragmentant le rhizome de cette culture, on en assure aisément la multiplication indéfinie. Douze fragments, transplantés sur milieu témoin auquel ont été ajoutées des quantités variables d'IAN (0,001 à 1 000 mg/l) ont été observés 45 jours après le repiquage et ceci pendant deux passages consécutifs.

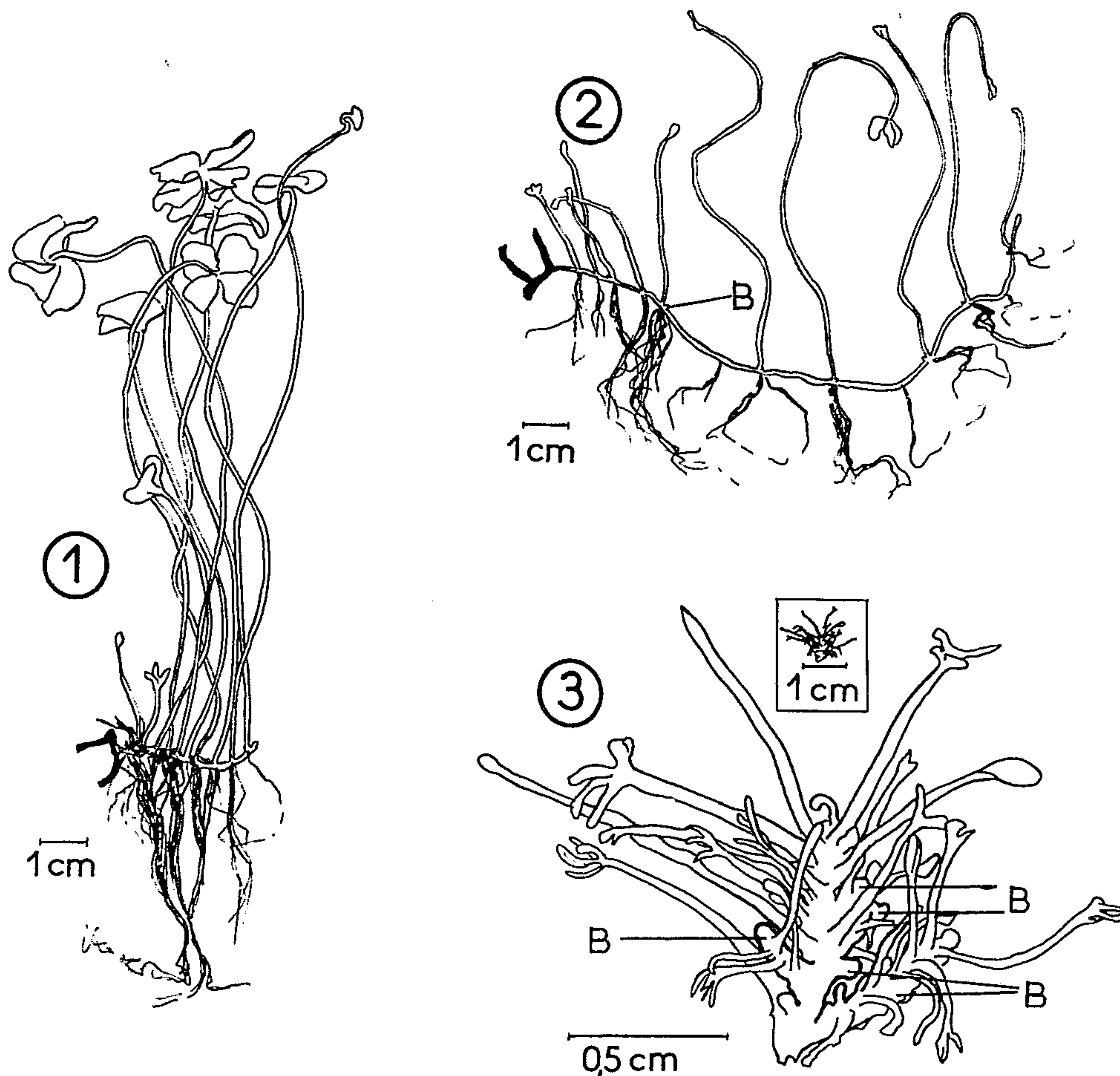
Observations. — 1° *Action sur la morphologie.* — Quel que soit le passage considéré, les faibles concentrations en IAN (0,001 à 0,1 mg/l) n'affectent pas l'aspect général des cultures.

— En présence de 1 mg/l d'IAN, ces cultures présentent un rhizome 2,5 fois plus long que chez les témoins, avec des entre-nœuds très espacés. Les pétioles sont de même plus étirés; les racines, par contre, sont plus courtes et plus nombreuses. Dès le deuxième passage, les cultures semblent s'accoutumer à l'IAN qu'on leur fournit : en effet, l'élongation du rhizome et des pétioles, bien que très marquée encore, est moins intense qu'après le premier passage. Cependant, l'aspect général des cultures est semblable à celui des témoins.

— Si l'on porte la concentration d'IAN à 10 mg/l, le sporophyte de *M. d.* est fortement modifié. Comme précédemment, le rhizome est très étiré (5,7 fois plus que chez les témoins); les pétioles, par contre, sont petits;

les folioles qu'ils portent sont sous-développées ou même absentes (*fig.* 2). Fait plus curieux encore, les bourgeons axillaires, à l'aisselle de chaque pétiole (toujours dormants chez les témoins) ont donné naissance à un

Marsilea drummondii.

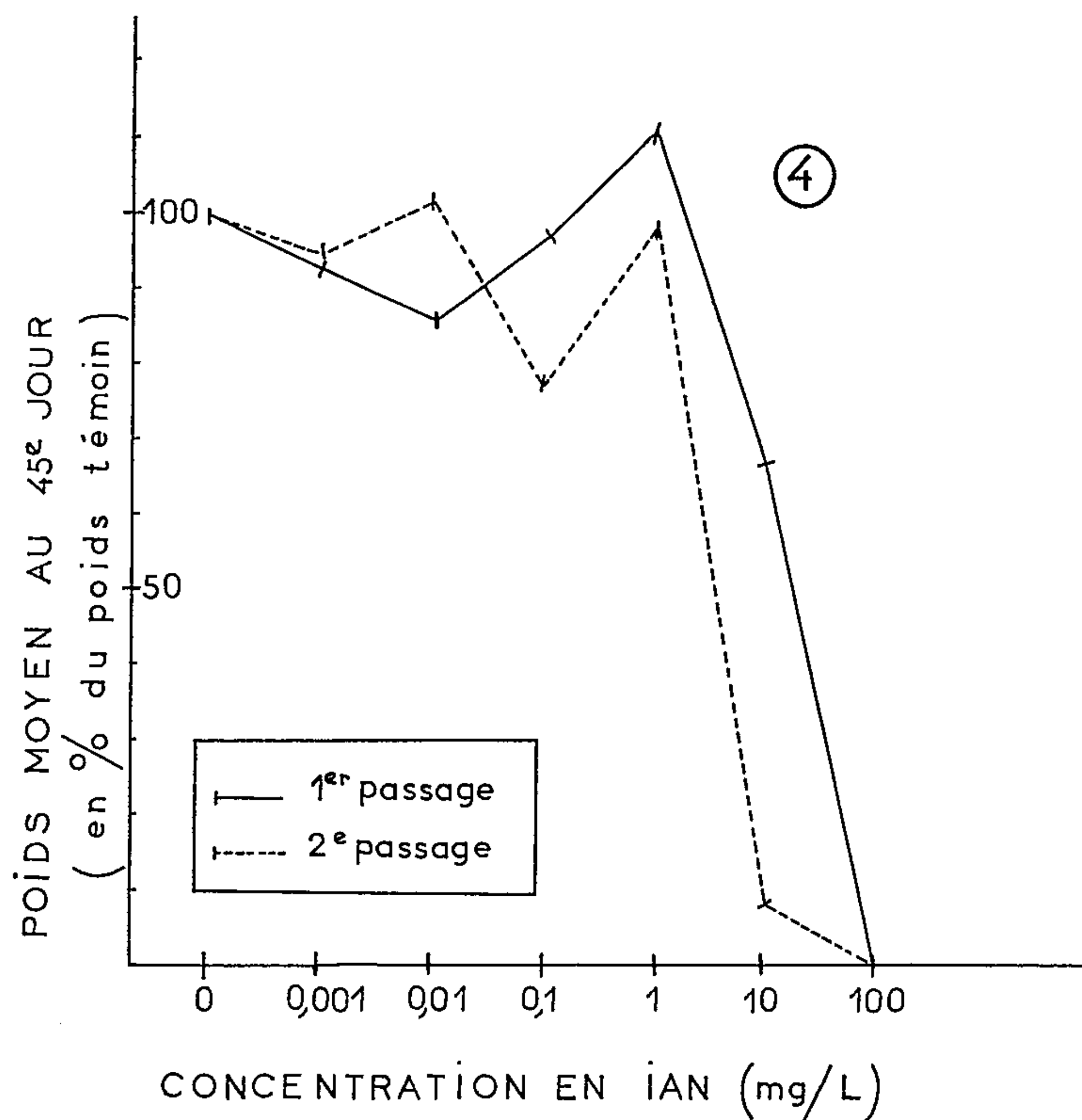


1. Sporophyte de *M. d.* cultivé sur milieu témoin.
2. Sporophyte de *M. d.* cultivé sur milieu contenant 10 mg/l d'IAN, à la fin du premier passage. On remarque en B le bourgeon axillaire devenu visible.
3. Sporophyte de *M. d.* cultivé sur milieu contenant 10 mg/l d'IAN, à la fin du deuxième passage. Dans le cartouche, même grossissement qu'en 1 et 2. L'explantat a été supprimé pour que la figure soit plus nette. En B, les bourgeons axillaires montrent un développement important.

rhizome secondaire rudimentaire, pourvu d'une jeune racine courte. Après le deuxième passage, ces cultures, qui sont très différentes d'aspect, paraissent intoxiquées (*fig.* 3) : de taille réduite, elles montrent un rhizome très court, à entre-nœuds rapprochés; leurs racines, petites, sont nécrosées; leurs feuilles retournent à l'état juvénile : au lieu d'être quadrifides, elles sont bifides et spatulées. Quant aux rhizomes latéraux, dus à l'activité

des bourgeons axillaires, ils portent des racines et des feuilles petites, de forme juvénile.

— Aux plus fortes concentrations (100 mg/l) l'IAN est très toxique : les explantats meurent immédiatement après le repiquage.



4. Accroissement pondéral des cultures de sporophytes de *M. d.* en fonction de la concentration du milieu en IAN.

2° *Action sur l'accroissement pondéral.* — L'action de l'IAN sur l'accroissement pondéral de *M. d.* est résumée sur la figure 4; on voit que seules les plus fortes concentrations diminuent sensiblement la croissance de la plante.

Conclusions. — Des observations relatées ci-dessus, il ressort que l'IAN, à fortes concentrations, affecte la morphologie et l'accroissement pondéral du sporophyte de *M. d.* Dans l'ensemble, ces résultats, obtenus sur des cultures adultes et issues de souches qui avaient déjà subi un grand nombre de repiquages, concordent avec ceux que de très jeunes plantules ont fournis à Allsopp [1]. Ils mettent aussi en évidence un phénomène curieux que cet auteur n'a pas signalé, concernant la perturbation, produite par l'IAN, de la dormance des bourgeons axillaires. Des recherches en cours nous permettront peut-être d'élucider le mécanisme de cette atténuation de la dominance apicale.

([1]) *J. exp. Bot.*, 5, 1954, p. 15; 7, 1956, p. 1.

([2]) E. R. H. JONES, H. B. HENBEST, G. F. SMITH et J. A. BENTLEY, *Nature*, 169, 1952, p. 485.

(*Laboratoire de Biologie végétale de la Faculté des Sciences, Paris.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Antagonisme entre auxine et citrulline sur le test* Nectria galligena. Note de M. **François Nysterakis**, transmise par M. Henri Gaussen.

En plus de la biotine, la citrulline lève entièrement l'inhibition de la croissance du test, provoquée par l'acide indol-β-acétique. De tels faits indiquent que l'auxine manquerait d'une spécificité absolue dans son action inhibitrice et seraient à retenir lors de l'interprétation des courbes concentration-action des « auxines ».

J'ai déjà signalé ([1]) que le champignon *N. galligena*, dans des conditions de culture définies et sans auxine exogène, montre une croissance *pondérale* régulière et mesurable qui sert de test. Recevant de l'auxine exogène, il réagit à toute dose, supérieure à 2 ± 1 μg/ml, par une diminution de la croissance qu'on peut exprimer en pour-cent de la croissance du témoin sans auxine, et qui mesure le degré d'inhibition exercé dans ces conditions par une dose d'auxine déterminée. J'ai montré aussi que la biotine lève cette inhibition ([2]) due à l'acide indol-β-acétique (AIA) exogène. Par la même occasion, j'avais avancé que l'auxine pourrait manquer d'une spécificité absolue dans son action inhibitrice. Les données ci-après complètent les faits antérieurement acquis et apportent des arguments en faveur de l'hypothèse précitée.

Au cours de cette étude, j'ai expérimenté un grand nombre de composés azotés, pour la plupart des amino-acides; il ne sera question ici que de la citrulline (C) dont l'étude est suffisamment avancée. Comme dans la plupart des expériences antérieures, le test a été cultivé sur Knop 1/2 glucosé. La gélose avait été purifiée par la pyridine, les milieux stérilisés à 100° C et les cultures (dans des tubes de 20 mm + 20 ml de milieu) développées dans des étuves obscures à 25° C. Pour d'autres raisons, quelques variantes ont été introduites dans chaque série. Les conditions particulières peuvent se résumer comme ci-après :

Série.	Temps de stérilisation (mn).	Age des inoculats.	Ensemencement.
I	15	4 mois	Milieu du tube
II	20	5 »	Fond »
III	25	35 jours	Milieu »

La représentation schématique montre les faits expérimentaux essentiels.

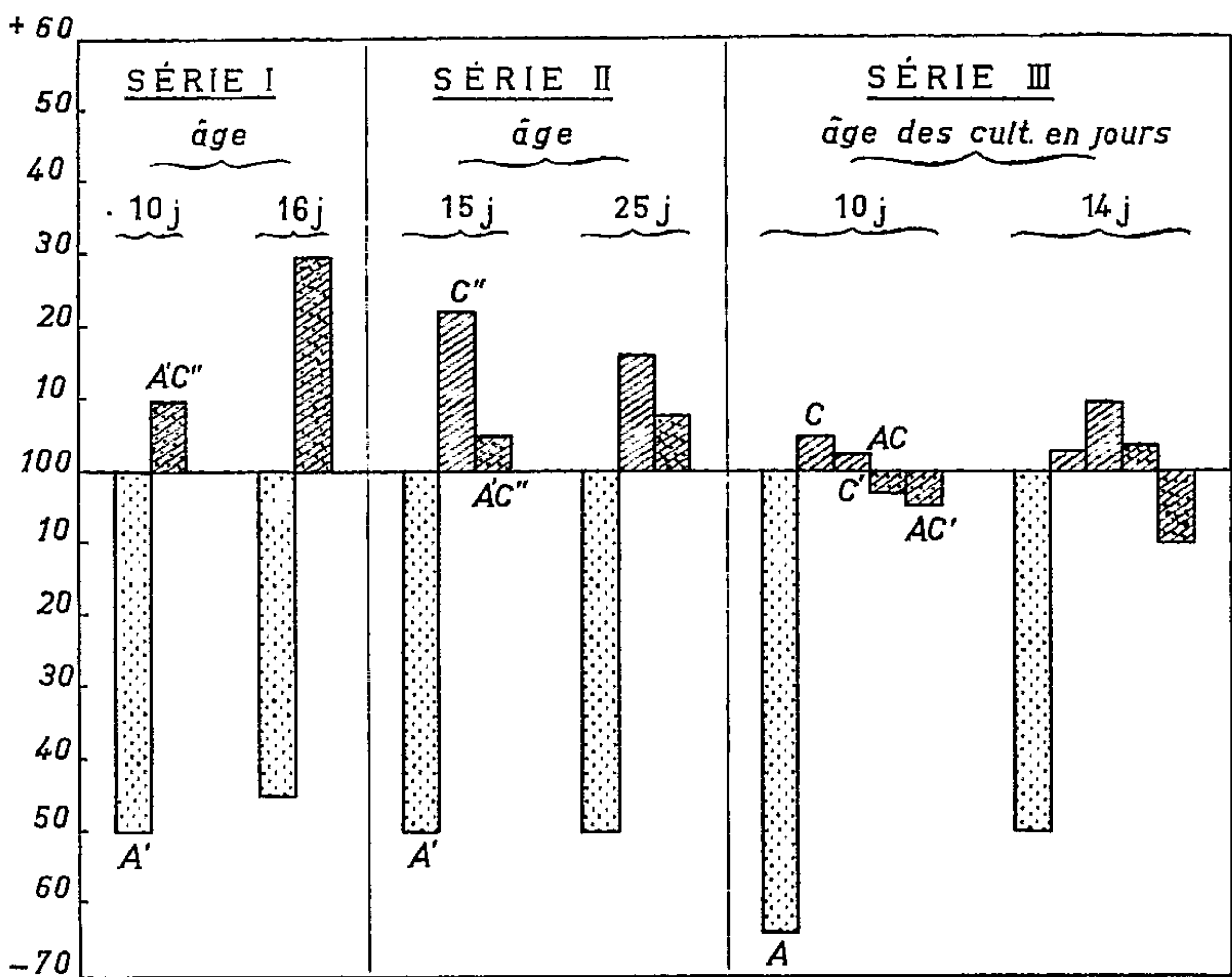
Le 100 sur les graphiques se réfère à la croissance pondérale des témoins sans auxine ni citrulline exogènes. Pour plus de clarté, les valeurs « absolues » (sans décimales) correspondant à la valeur symbolique 100 sont indiquées dans le tableau I. Pour la même raison, je donne également le poids des cultures ayant reçu de l'AIA seul.

TABLEAU I.

Croissance de N. galligena *(moyenne de cinq cultures)*
(poids secs en milligrammes).

Série.....	I.		II.		III.	
Age des cultures (jours).....	10	16	15	25	10	14
Témoin....................	10	20	18	24	19	29
+ AIA.....................	5	11	9	12	7	15

On peut voir nettement, sur le graphique, d'abord l'effet inhibiteur exercé par l'AIA exogène, puis la levée plus ou moins complète ou complète de cette inhibition par addition concomittante de citrulline. Dans la limite



Croissance pondérale relative du test *N. galligena* (moyenne de cinq cultures) en présence de l'acide indol-β-acétique (AIA) et de la citrulline (C) : doses en μg/ml de milieu.

Témoins sans AIA ni C = 100. — Pointillés, plus AIA *seul* : A = 43,5 ; A' = 50 μg. — Hachures, plus C *seul* : C = 4,35 ; C' = 43,5 ; C'' = 100 μg. — Hachures pointillées, plus *combinaison* AIA *et* C : AC = AIA 43,5 + C 4,35 ; AC' = AIA 43,5 + C 43,5 ; A'C'' = AIA 50 + C 100 μg.

des doses et rapports d'antagonistes utilisés ici, les expériences de la série I laissent entrevoir que la citrulline seule, sans addition de AIA,

devrait exercer une certaine stimulation de la croissance sur le témoin. Cette action apparaît nettement dans les expériences de la série II; mais les cultures de la série III prouvent que, même en son absence ($\pm$ 5 % n'est pas une valeur significative) la citrulline est un puissant antagoniste de l'auxine. Il a suffi dans ce cas d'une molécule de citrulline (4,35 μg/ml) pour annuler l'effet inhibiteur de 10 mol de AIA (43,5 μg/ml).

L'ensemble des données montre que le degré d'inhibition de la croissance pondérale de l'organisme ne dépend pas uniquement du nombre de molécules de AIA qu'il reçoit. Suivant qu'il dispose ou ne dispose pas de la citrulline en quantité suffisante, une même dose d'auxine ([3]) peut : *a.* exercer une très forte inhibition sur sa croissance (A et A′ sur le graphique); *b.* être inefficace à cet égard (AC et AC′); *c.* permettre à l'organisme une croissance supérieure à celle du témoin sans AIA ni C (A′C″).

En dépit de l'incertitude actuelle au sujet du type d'antagonisme établi, les faits ci-dessus joints à ceux initialement fournis par l'antagonisme auxine-adénine ([4]) ou auxine-biotine ([2]), ([5]) mérite d'être retenu lorsque nous envisageons le problème de l'auxine sous l'angle concentration-action. Ils plaident en outre en faveur de la non-spécificité absolue de l'auxine dans son action inhibitrice. Ils appuient enfin l'hypothèse relative au rôle possible des « métabolites-antiauxines » en tant que puissants antagonistes de l'action inhibitrice de l'auxine.

En conclusion, on peut retenir que lorsque le AIA provoque sur le test *N. galligena* une inhibition de la croissance (au lieu d'une stimulation) cette inhibition est levée totalement par divers « métabolites » *aussi différents que la biotine et la citrulline.* Ces relations d'antagonismes entre l'action de l'auxine et certains métabolites sont à verser au dossier de la recherche des mécanismes de l'action de l'auxine. Ces mécanismes avaient paru à l'origine devoir être rapportés à une action simple et univoque; mais de nouvelles recherches, et les présentes en particulier, montrent que cette action est probablement beaucoup plus complexe et multivoque, et qu'il convient de poursuivre de nombreux travaux quantitatifs dans cette voie avant de reprendre une théorie d'ensemble des diverses actions de l'auxine.

([1]) *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 124 et 236, 1953, p. 2433.

([2]) *Congr. Soc. Sav.*, 1953*b*, p. 319 et *Rev. Bot.*, 61, 1954, p. 285.

([3]) Dans une même série d'expériences 43.5 ou 50 μg/ml provoquent pratiquement le même degré d'inhibition.

([4]) F. SKOOG et CHENG TSU, *Amer. J. Bot.*, 35, (10), 1949, p. 782.

([5]) S. QUINTIN, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2122.

EMBRYOLOGIE VÉGÉTALE. — *Papilionacées. Développement de l'albumen et de l'embryon chez le* Cantharospermum barbatum *Koorders* (Atylosia barbata *Baker*). Note de M. **Pierre Crété**, présentée par M. René Souèges.

Par le développement de son embryon, le *Cantharospermum barbatum* est bien une Phaséolée et ne présente pas les affinités, auxquelles on pouvait s'attendre, avec les Psoraliées. Des rapports intéressants existent entre son albumen peu développé et la formation d'un suspenseur embryonnaire agissant à la façon d'un haustorium.

Les Cajanées peuvent être considérées comme un groupement de genres présentant entre eux d'étroites affinités, mais elles diffèrent assez nettement des Phaséolées, dont elles constituent une subdivision, par l'absence fréquente de stipelles et la présence, sur les folioles, de points résineux ([1]), ([2]). L'embryogénie des Cajanées nous est inconnue et, si l'on possède des renseignements sur la formation de l'albumen dans certaines espèces ([3]), on ignore toujours quelles sont les relations qui existent entre le développement du jeune sporophyte et celui du tissu qui le nourrit. C'est à ces deux problèmes que je me suis efforcé de répondre en m'intéressant à la séminogenèse d'une Cajanée, le *Cantahrospermum barbatum.*

Chez le *C. barbatum*, le proembryon bicellulaire (*fig.* 1) donne naissance, à la seconde génération, à une tétrade appartenant à la série A_2 (*fig.* 2). L'étage apical fournit successivement les quadrants (*fig.* 6 à 9), puis deux étages superposés de quatre octants (*fig.* 10 et 11). Les octants supérieurs assurent la construction de la partie cotylée *s. lato*, les octants inférieurs, celle de la partie hypocotylée (*fig.* 12 à 18). La cellule intermédiaire *m* de la tétrade se divise en deux, puis quatre éléments circumaxiaux (*fig.* 3 à 10), à partir desquels s'identifient, à l'aide de cloisons transversales deux nouveaux étages, *d* et *f* (*fig.* 11). Les initiales de l'écorce de la racine et le primordium de la coiffe proviennent de l'étage *d*. L'édification d'un suspenseur volumineux est assurée en grande partie par la cellule *ci* de la tétrade, également, par l'étage *f* et probablement aussi, par les cellules inférieures de l'étage *d*.

Le *C. barbatum* vient se ranger dans la famille embryogénique du *Phaseolus vulgaris* L. à laquelle appartiennent également le *Vigna Catjang* Endl. ([5]) et le *Dolichos Lablab* L. ([6]), deux autres Phaséolées. Des systématiciens ([1]), ([2]) ont insisté sur la ressemblance que présentent entre elles les Cajanées et les Galégées-Psoraliées ([1]), ([2]). Il s'agit certainement de rapports assez artificiels, puisque l'embryon du *Psoralea bituminosa* L. ([7]) provient d'une tétrade, non de la série A, mais de la série B, et se rattache, dans la première période de la classification embryogénique, au mégarchétype II. Dans l'état de nos connaissances, une seule Phaséolée, le *Glycine Soja* ([8]) Sieb. et Zucc., présente des tétrades de la série B_1, mais ressortit cependant au mégarchétype IV, comme les autres espèces de la tribu.

Dans l'albumen du *C. barbatum*, non cloisonné à l'origine, le cytoplasme et les noyaux se localisent principalement à la périphérie du sac

embryonnaire (*fig.* 19 et 20). Bien qu'ils ne s'accumulent pas spécialement dans la région chalazienne, on assiste à la résorption rapide et presque totale des tissus du nucelle (*fig.* 20, 21 et 23). Les premiers cloisonnements du tissu nourricier se font autour des étages supérieurs *l*, *l'* et *m*, de l'embryon quand ce dernier est encore inclus dans la partie droite du sac.

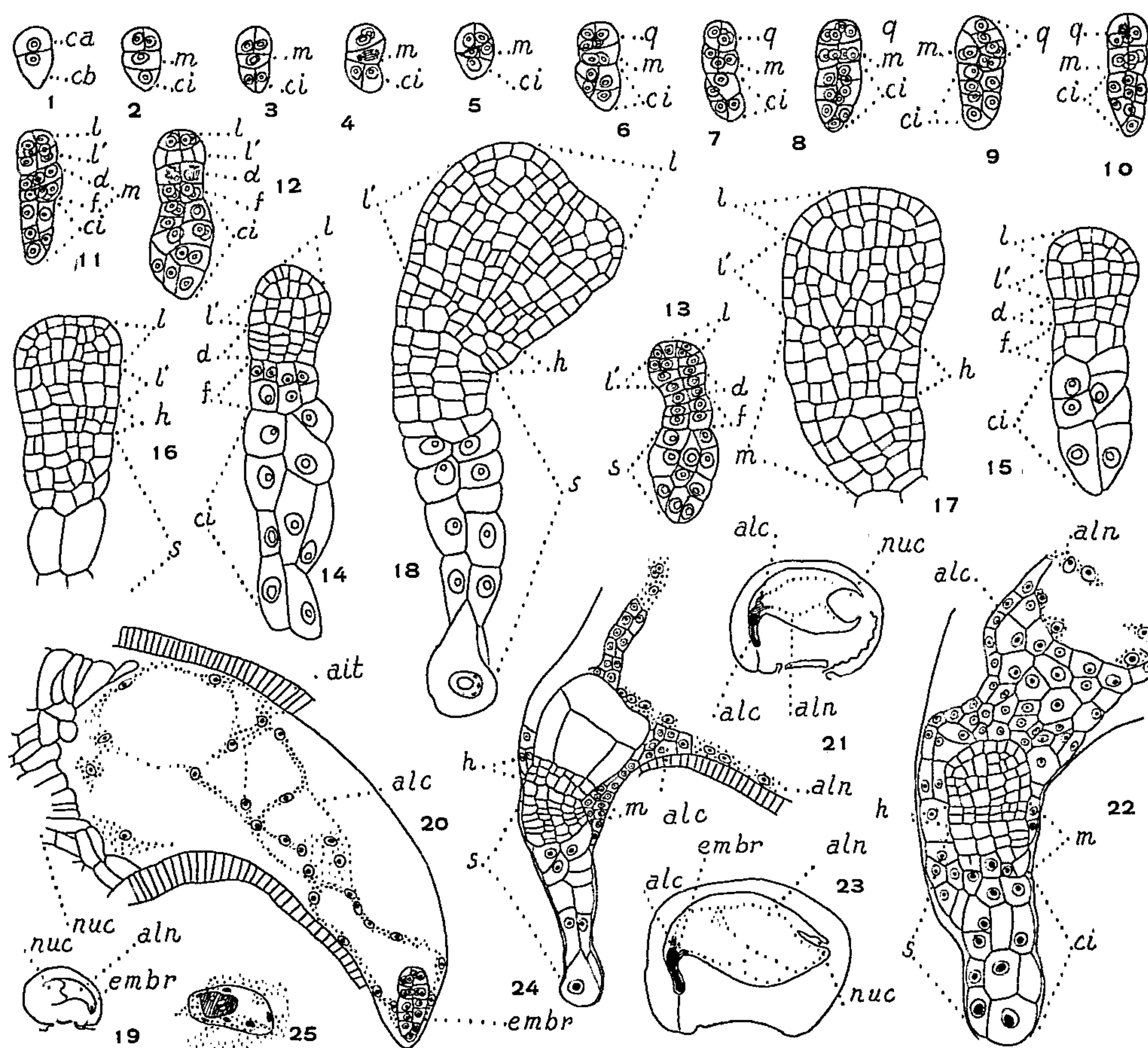


Fig. 1 à 25. — *Cantharospermum barbatum* Koorders. — De 1 à 18, les principaux termes du développement de l'embryon. De 19 à 25, la formation de l'albumen. En 19, 21 et 23, schémas des graines dont les détails figurent en 20, 22 et 24; En 25, le noyau d'une cellule inférieure du suspenseur dans un embryon à cotylédons bien différenciés. *ca* et *cb*, cellule apicale et cellule basale du proembryon bicellulaire; *m*, cellule fille supérieure de *cb* ou groupe cellulaire qui en dérive; *ci*, cellule fille inférieure de *cb* ou partie inférieure du suspenseur; *q*, quadrants; *l*, octants supérieurs ou partie cotylée *sensu lato*; *l'*, octants inférieurs ou partie hypocotylée; *d* et *f*, étages provenant de la division de l'étage *m*; *h*, hypophyse; *s*, suspenseur; *ait*, assise tégumentaire interne; *nuc*, nucelle; *aln*, albumen nucléaire; *alc*, albumen cellulaire; *embr*, embryon. G = 280. 210 pour les figures 18, 20 et 22; 130 pour la figure 24; 24 pour les figures 19 et 21; 18 pour la figure 23.

Il constitue même au-dessus du jeune sporophyte un tissu cellulaire peu développé, tandis qu'il demeure nucléaire dans l'immense cavité provenant de la destruction du nucelle (*fig.* 21 et 22). Dès que l'embryon

commence à se courber, c'est-à-dire à l'époque où apparaissent les ébauches cotylédonaires, l'albumen cellulaire qui le surmonte est digéré, mais des cloisons continuent à se former progressivement aux dépens du tissu nucléaire le long de parois du sac embryonnaire en bordure des cotylédons (*fig.* 23 et 24).

Dans des graines où l'albumen ne comprend jamais que très peu de cellules et de noyaux, on est frappé *par le développement important que prend le suspenseur*. Ses éléments, en provenance de *ci*, acquièrent de telles dimensions, leurs noyaux deviennent si volumineux qu'ils présentent tous les caractères d'un haustorium (*fig.* 24 et 25). Et, de fait, ils remplissent complètement la cavité micropylaire du sac et exercent sur le tégument séminal, qu'ils distendent dans cette région, une action digestive que déjà L. Guignard avait notée chez les *Phaseolus* ([9]). Par contre, les cellules issues de l'étage *f* présentent de plus faibles dimensions, ont, pour la plupart, un contenu protoplasmique dense, retenant fortement les colorants; elles ne sont pas sans rappeler ces éléments très chromatophiles qu'on observe dans la région micropylaire de beaucoup d'albumens cellulaires; elles sont, à l'origine, en relation étroite avec les cellules de l'albumen dont il demeure une ou deux assises à leur niveau.

On peut leur supposer une activité spéciale dans la production de ferments destinés à rendre assimilables les substances nutritives provenant du tissu de réserve. Plus tard, elles servent assurément d'éléments intermédiaires entre l'embryon proprement dit et les cellules haustoriales produites par l'étage *ci*.

A ce moment, le suspenseur rappelle, dans son ensemble, l'haustorium micropylaire et le tissu à caractère haustorial qui relie le suçoir à l'albumen proprement dit chez les Éricales, les Personales et les Lamiales. C'est probablement à la présence d'un tel système intervenant d'abord dans la régulation des échanges entre l'albumen et le jeune sporophyte, puis dans la transformation des aliments provenant de l'action digestive du suspenseur, que l'embryon doit d'acquérir rapidement ces dimensions considérables dont les albumens nucléaires ne semblent pas en général favoriser la production.

(1) G. Bentham et J. D. Hooker, *Genera plantarum*, 1, Londres, 1862-1867.
(2) A. Engler et K. Prantl, *Die natürlichen Pflanzenfamilien*, Leipzig, 3, n° 3, 1894.
(3) A. Rau, *Phytomorphology*, 3, 1953, p. 209.
(4) R. Souèges, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 637.
(5) M. A. Rau, *The new Phytologist*, 50, 1951, p. 121.
(6) M. Veillet-Bartoszewska, *Bull. Soc. bot. Fr.*, 103, 1956, p. 235.
(7) R. Souèges, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 429.
(8) R. Souèges, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 1183.
(9) L. Guignard, *Ann. Sc. nat. Bot.*, 6e série, 12, 1881, p. 133.

(*Laboratoire de Botanique générale de la Faculté de Pharmacie de Paris.*)

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Éricacées. Développement de l'embryon chez le* Vaccinium Myrtillus *L.* Note de Mme **Marie Veillet-Bartoszewska**, présentée par M. René Souèges.

Le *Vaccinium Myrtillus* L. suit les mêmes lois embryogéniques que le *Rhododendron ferrugineum* L. et le *Pyrola rotundifolia* L. Ce fait vient à l'appui d'autres considérations anatomiques pour faire des Vacciniées une simple tribu de la famille des Éricacées et non pas une famille distincte.

Pour Bentham et Hooker [1], les Vacciniacées forment une famille appartenant à l'ordre des Éricales, au même titre que les Éricacées dont elles se distinguent par leur ovaire infère. D'autres auteurs, comme O. Drude [2] et R. Wettstein [3], font des Vacciniées une tribu de la famille des Éricacées. C. R. Metcalfe et L. Chalk [4] écrivent, dans leur traité d'Anatomie, que les Vacciniacées ressemblent aux Éricacées et ont évidemment d'étroites affinités avec ces dernières. De ses études sur l'anatomie du bois des Éricales, S. J. Record [5] conclut à la parfaite homogénéité de ce groupe. Mais, comme l'écrit R. Souèges [6], « c'est dans les lois primordiales du développement et non dans des descriptions s'adressant à des configurations extérieures ou à des structures, aussi profondes soient-elles, que l'on doit rechercher les définitions des divers groupements... ». L'histoire du développement de l'embryon des Éricacées, encore limitée à des linéaments, nous apportera certainement de précieuses indications sur les affinités entre les espèces de cette famille. Connaissant déjà le type embryonomique du *Pyrola rotundifolia* L. [7] et du *Rhododendron ferrugineum* L. [8], nous avons fait porter nos recherches sur le *Vaccinium Myrtillus* L.

Après la fécondation, l'albumen se divise rapidement, mais l'œuf reste d'abord dans l'haustorium micropylaire, facile à distinguer, par l'aspect de sa paroi, du reste de la cavité du sac embryonnaire dont il est séparé par un étranglement de plus en plus marqué. Puis, le zygote s'allonge, sa région apicale, contenant le noyau, se glisse au milieu des cellules d'albumen et traverse l'étranglement qui limite l'haustorium micropylaire (*fig.* 1). Une première division transversale sépare alors une cellule apicale, *ca*, et une cellule basale, *cb* (*fig.* 2). La cellule basale, *cb*, donne naissance à un petit nombre d'éléments superposés qui ne forment que la partie inférieure du suspenseur.

La cellule apicale, *ca* (*fig.* 2), se divise en deux éléments superposés, *cc* et *cd*, qui forment, avec les deux cellules issues de *cb*, une tétrade *première*, linéaire, en C_2 (*fig.* 3). Puis, *cc* prend une cloison verticale, tandis que *cd* se divise par une cloison horizontale en deux éléments encore superposés, *m* et *ci*; il se forme ainsi, à partir de *ca*, une tétrade *seconde*, en A_2 (*fig.* 4 et 5). La cellule inférieure, *ci*, de cette tétrade se divise en deux éléments superposés, *n* et *n'* (*fig.* 6, 7 et 8), dont l'inférieur, *n'*, formera la plus grande partie d'un suspenseur parfois très long; la cellule supérieure, *n*, donne naissance au primordium de la coiffe (*fig.* 10 à 22), et contribue peut-être aussi, comme chez le *Rhododendron ferrugineum*, à former la partie supérieure du suspenseur (*fig.* 12).

La cellule intermédiaire, *m*, de la tétrade seconde se divise plus ou moins tôt en deux,

puis en quatre éléments circumaxiaux (*fig.* 8 à 13); puis des cloisons périclines délimitent, vers l'extérieur, le dermatogène et, vers l'axe, les éléments qui donneront naissance aux initiales de la stèle et de l'écorce au sommet radiculaire (*fig.* 15 à 20). Ces initiales ne sont jamais isolées d'emblée par une cloison en verre de montre comme chez le *Pyrola rotundifolia* ([7]) et chez le *Rhododendron ferrugineum* ([8]).

L'étage supérieur, *cc*, de la tétrade seconde donne naissance aux quadrants, *q* (*fig.* 7, 8 et 9), puis aux octants, *l* et *l'* (*fig.* 10 et 11). Les octants supérieurs, *l*, forment la région cotylée *s. lato*; les premières cloisons y sont périclines et délimitent le dermatogène (*fig.* 12 et 13), comme chez le *Rhododendron*. L'étage *l'* forme la région hypocotylée, où les trois histogènes se séparent de façon très précoce, alors que l'étage n'a encore qu'une seule couche de cellules.

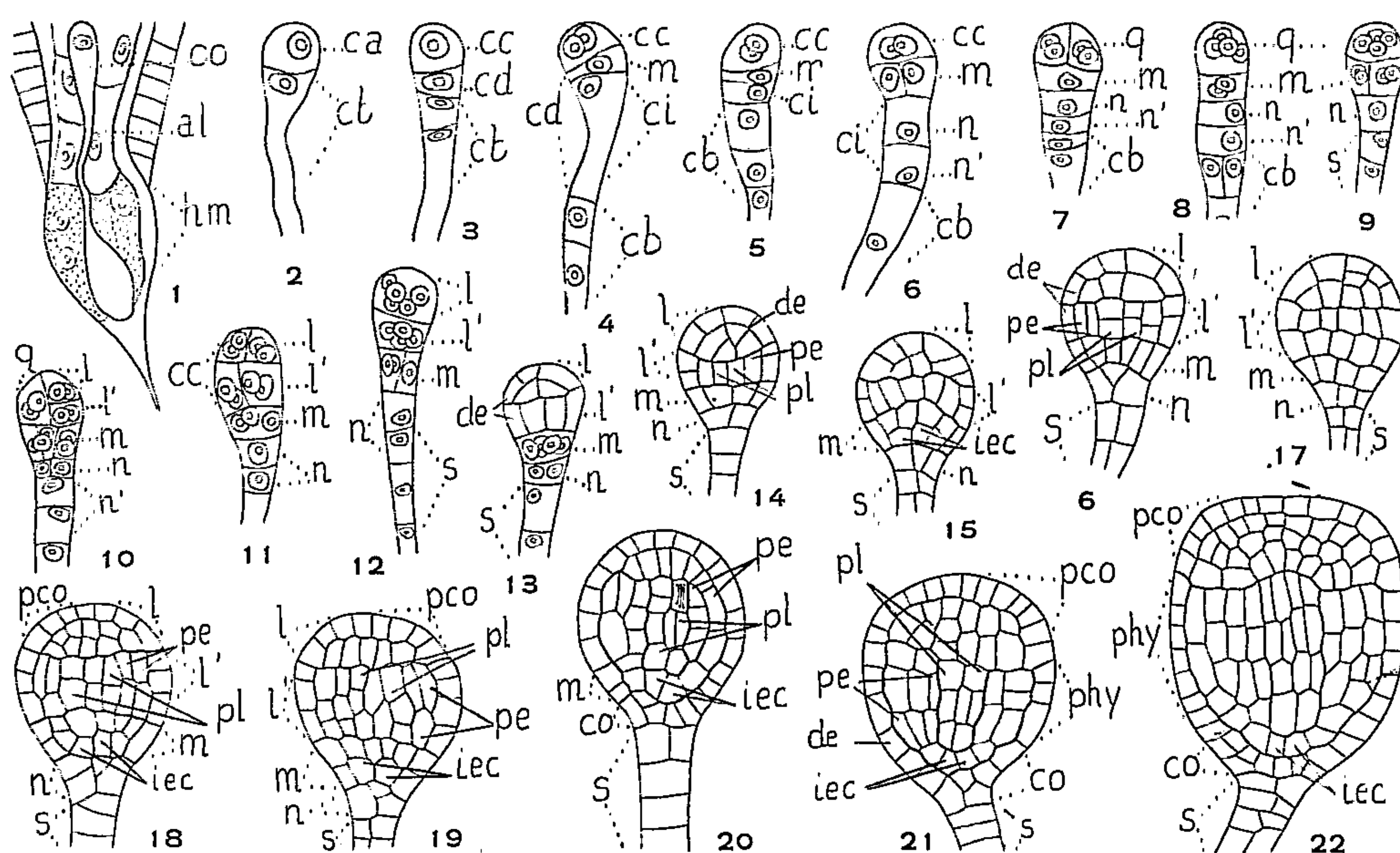


Fig. 1 à 22. — *Vaccinium Myrtillus* L. — Les principaux termes du développement de l'embryon. *ca*, cellule apicale et *cb*, cellule basale du proembryon bicellulaire; *cc*, cellule-fille supérieure de *ca*; *cd*, cellule-fille inférieure de *ca*; *q*, quadrants; *l*, octants supérieurs qui engendrent la partie cotylée *s. lato*, *pco*; *l'*, octants inférieurs qui engendrent la région hypocotylée, *phy*; *m*, cellule-fille supérieure de *cd*, qui engendre la partie inférieure de l'hypocotyle et les initiales de la stèle *icc* et de l'écorce *iec* au sommet radiculaire; *ci*, cellule-fille inférieure de *cd*; *n*, cellule-fille supérieure de *ci*, qui engendre la portion médiane de la coiffe, *co*; *n'*, cellule-fille inférieure de *ci*, qui engendre la plus grande partie du suspenseur, *s*; *de*, dermatogène; *pe*, périblème; *pl*, plérome; *oo*, oospore; *al*, albumen; *hm*, haustorium micropylaire. G = 190 (*fig.* 1). G = 290 (*fig.* 2 à 22).

Ce mode de développement est le même que celui qui s'observe chez le *Rhododendron ferrugineum* ([8]) et chez le *Pyrola rotundifolia* ([7]), compte tenu de l'état de différenciation très réduit où s'arrête le développement de l'embryon chez cette dernière espèce. Le *Vaccinium Myrtillus* se range ainsi dans la deuxième période de la classification embryogénique, puisque la cellule basale, *cb*, du proembryon bicellulaire ne prend aucune part à l'édification de l'embryon proprement dit. Il appartient au mégarché-

type III, d'après les destinées de la cellule *cd*, fille inférieure de *ca* : $cd = 1/2\, phy + iec + icc + co + s$ (en partie).

Les lois qui président à la construction de l'embryon sont donc les mêmes chez le *Vaccinium Myrtillus*, le *Rhododendron ferrugineum* et le *Pyrola rotundifolia*, seules Éricacées dont le type embryonomique soit actuellement connu : c'est là une excellente raison pour classer ces trois espèces dans la même famille; mais, il y a lieu de poursuivre ces recherches sur l'ensemble des Éricacées, pour mieux apprécier la valeur des rapprochements qui s'imposent entre espèces des différentes tribus.

(1) G. Bentham et J. D. Hooker, *Genera plantarum*, Reeve and Co, Londres, 1862-1883.

(2) O. Drude, *Ericaceæ in* A. Engler et K. Prantl, *Die natürlichen Pflanzenfamilien*, 4, n° 1, Leipzig, 1897.

(3) R. Wettstein, *Tratado de Botanica sistematica*, trad. espagnole de la 4e édit. allemande, Madrid, 1944, p. 815.

(4) C. R. Metcalfe et L. Chalk, *Anatomy of the Dicotyledons*, Oxford, 1950.

(5) S. J. Record, *Trop. Woods*, 32, 1932.

(6) R. Souèges, *Embryogénie et Classification*. 1 : *L'espèce et les classifications actuelles*, Hermann, Paris, 1938.

(7) R. Souèges, *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 635.

(8) M. Veillet-Bartoszewska, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1952.

(Laboratoire de Botanique générale de la Faculté de Pharmacie de Paris.)

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Point végétatif du Châtaignier : étude morphologique et anatomique des premières formations des jeunes plants.* Note de Mme **Madeleine Codaccioni**, présentée par M. Lucien Plantefol.

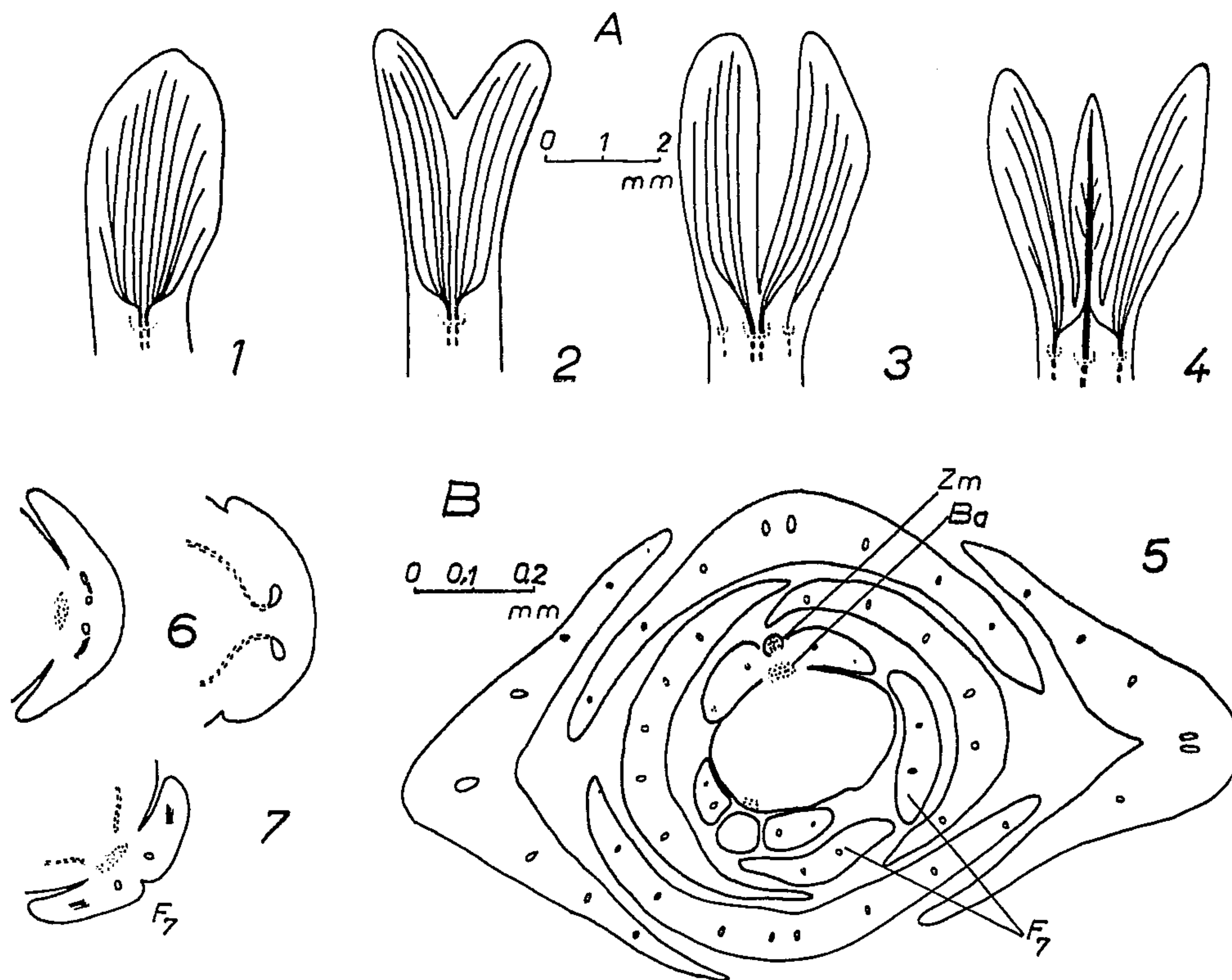
Les premières productions de l'anneau initial sont très différentes des feuilles de Châtaignier et posent les problèmes des écailles et des stipules.

Les premières formations édifiées par le jeune point végétatif lors de la germination d'une châtaigne sont membraneuses et chlorophylliennes; elles possèdent de nombreuses nervures d'importance sensiblement égale. Il leur correspond sur la tige un segment dont la largeur est généralement identique à celle des segments foliaires formés ultérieurement sur le même plant.

A l'aisselle de chacune de ces formations existe *un seul bourgeon axillaire* plus ou moins développé.

Les premières formations sont des lames uniques à nervures parallèles (*fig.* 1); des lames bifides leur succèdent (*fig.* 2) qui peuvent présenter tous les intermédiaires entre la lame unique (*fig.* 1) et les deux lamelles réunies seulement au niveau de leur insertion (*fig.* 3). Enfin, avant l'apparition des feuilles normales et de leurs stipules, on trouve fréquemment entre

deux lamelles à nervures parallèles, une troisième pièce avec nervure principale et limbe latéral ayant d'indiscutables caractères foliaires; la croissance de cette pièce s'arrête précocement, sa taille ne dépasse pas celle des lamelles latérales (*fig.* 4).



A. Contours externes et vascularisation des quatre types de formations du jeune point végétatif. Le tracé en pointillé représente les fenêtres ou gaps et le tracé en tirets, la continuation des faisceaux dans la stèle.

Fig. 1 : lame unique dont la morphologie rappelle celle des écailles d'un bourgeon; Fig. 2 : lame bifide; Fig. 3 : deux lamelles réunies peu au-dessus de leur insertion; Fig. 4 : feuille peu développée encadrée par deux stipules.

B. Coupes transversales sériées d'une très jeune plantule. Les six premières formations sont des lames uniques dont la figure 6 montre deux coupes, l'une au niveau de l'insertion (présence d'un seul bourgeon axillaire) et l'autre un peu plus bas au niveau du raccordement des faisceaux à la stèle (une seule fenêtre). La septième formation F_7 est composée de deux lamelles séparées sur la figure 5 et réunies peu au-dessus de leur insertion, figure 7 (un seul bourgeon axillaire, une seule fenêtre). On peut voir sur la figure 5 que l'ordre d'apparition des divers types de formations est respecté sur chacune des deux hélices foliaires (sénestres) et non pas sur la spirale génératrice, la feuille 8 ayant été produite avant la formation 9. En effet, la formation 8 est de nature foliaire et stipulaire tandis que la formation 9 se compose de deux lamelles unies au niveau de leur insertion par un très petit massif méristématique (z. m.).

Ces divers types de formations ne se trouvent pas toujours tous sur le même plant, mais leur ordre d'apparition est généralement respecté [1].

Les faisceaux de la lame unique (*fig.* 1) sont rassemblés au niveau de

l'insertion en un ou deux groupes qui se raccordent à la stèle par une seule fenêtre (*gap*) très large. Le plus souvent il en est de même pour les faisceaux de la lame bifide (*fig.* 2). Lorsque les deux lamelles sont très séparées, la fenêtre centrale importante est encadrée par deux autres très petites correspondant au passage des faisceaux latéraux (*fig.* 3). Enfin la figure 4 montre une vascularisation identique à celle des feuilles et de leurs stipules avec une fenêtre foliaire médiane et deux fenêtres stipulaires.

Des coupes sériées transversales (*fig.* 5) montrent, au niveau de l'insertion des formations profondément bifides, la présence d'une zone méristématique (*z. m.*) qui peut se réduire à quelques cellules ou former un massif indépendant, tous les intermédiaires ayant été rencontrés.

Les premiers stades des formations représentées à la figure 4 sont analogues à ceux des feuilles normales, les stipules apparaissant latéralement et se développant plus rapidement. L'arrêt de la croissance de la jeune feuille est lié à une plus ou moins précoce différenciation des cellules apicales de l'ébauche.

Les études ontogéniques actuellement en cours doivent permettre de préciser la nature de ces formations et il semble qu'on puisse leur attribuer, partiellement tout au moins, la valeur de stipules.

(1) Cet ordre est respecté sur les hélices foliaires, mais pas toujours sur la spirale génératrice.

(Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.)

PHYSIOLOGIE. — *Recherches sur la vision psychique de l'oiseau décérébré.* Note de M. **René Patay** et Mme **Gisèle Danon-Tazartez**, présentée par M. Léon Binet.

Neuf pigeons présentant la cécité contra-latérale consécutive à une hémidécérébration ont récupéré la vision psychique de ce côté aussitôt après l'ablation de l'hémisphère restant.

Le comportement des pigeons décérébrés en deux temps est nettement supérieur à celui des décérébrés en un temps.

Dans une Note antérieure (1), l'un de nous a montré, après Lussana et Lemoigne (2), que la cécité psychique contra-latérale consécutive à une hémidécérébration disparaît après énucléation de l'œil homolatéral.

Nous avions alors rapporté cette récupération à une liaison entre lobes optiques, précédemment inhibée par une « dominance » des voies restées normales, le lobe optique intéressé secondairement étant relié à l'hémisphère restant.

Rougeul et Buser (3), ayant obtenu des réponses bilatérales sur les lobes

optiques et les hémisphères, ont rapporté ces faits à une décussation incomplète des fibres optiques déjà défendue par Munk (4).

La récupération lente et progressive de la vision psychique (alimentation, puis fuite devant le danger, enfin comportement sexuel) chez un pigeon privé de ses hémisphères depuis 1950 (5) nous a amenés à rechercher dans quelle mesure celle-ci pouvait s'effectuer sans l'intervention du télencéphale après hémidécérébration.

Neuf pigeons, après ablation d'un des hémisphères, ont présenté la cécité psychique contra-latérale classique. Huit ont volé en spirale serrée du côté opéré, phénomène que des recherches antérieures (6) nous avaient montré en rapport avec la vision monoculaire et non avec une modification unilatérale du tonus. Les neuf oiseaux sont restés totalement insensibles aux gestes effectués du côté opposé à l'opération.

Le deuxième hémisphère a été enlevé après un délai de dix jours à cinq mois. Éprouvés quelques heures après l'opération, les neuf pigeons ont spiralé du côté nouvellement opéré et sept ont fui la main présentée dans ce champ visuel alors que l'œil opposé semblait, à son tour, frappé de cécité.

Trois pigeons ayant survécu assez longtemps à la deuxième opération ont rapidement présenté une certaine récupération. Quatre à cinq jours après l'ablation du deuxième hémisphère, ils étaient capables de voler en ligne droite et de virer des deux côtés. En outre, ils fuyaient la menace de quelque côté qu'elle se présentât, avec, toutefois, une réaction plus vive lorsque la main était du côté de la dernière hémisphérectomie.

Dix jours après cette décérébration totale, l'un des oiseaux a commencé à aller spontanément à l'abreuvoir pour s'y désaltérer. Les deux autres, dans le même délai, commencèrent à s'envoler spontanément dès l'ouverture de la cage.

Ces faits montrent :

1° que, chez le Pigeon, le télencéphale n'est pas indispensable à la récupération d'un certain degré de vision psychique;

2° que cette récupération n'est pas décelable tant qu'il subsiste une vision télencéphalique unilatérale.

Ils montrent, en outre, une différence considérable de comportement entre les pigeons décérébrés en un seul temps, qui, durant de longs mois, ne sortent du sommeil que pour répondre aux stimuli par des réactions automatiques, et les pigeons décérébrés en deux temps, qui, avec la vision psychique, semblent récupérer un comportement très supérieur, bien que restant déficients sur bien des points (alimentation, par exemple). Il n'est pas démontré, d'ailleurs, que cette récupération puisse devenir complète car il nous a, jusqu'à présent, été impossible d'obtenir un réflexe conditionnel chez le Pigeon décérébré en 1950.

(1) R. Patay, *Bull. Soc. Scient. Bretagne*, 26, 1951, p. 77-80.
(2) Lussana et Lemoigne, *Fisiologia dei centri nervosi encefalici*, Padova, 1871.
(3) M. B. Rougeul et P. Buser, *C. R. Soc. Biol.*, 147, 1953, p. 1750-1753.
(4) Munk *in* Ten Cate, *J. Ergebn. Biol.*, 13, 1936, p. 93.
(5) R. Patay, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1821.
(6) R. Patay, *Congrès de l'A. F. A. S.*, 1950 (non publié).

(*Laboratoire de Physiologie,*
Faculté de Médecine et de Pharmacie de Rennes.)

PHYSIOLOGIE COMPARÉE. — *Influence de « l'estivation » sur le fonctionnement thyroïdien du Protoptère* (Protopterus annectens *Owen*). Note de M. **Jacques Leloup**, présentée par M. Maurice Fontaine.

L'estivation détermine chez le Protoptère une diminution considérable de l'activité fonctionnelle de la thyroïde qui est probablement en relation avec une inhibition de la sécrétion thyréotrope de l'hypophyse.

Le Protoptère possède la faculté de s'enkyster dans un cocon, constitué de mucus durci, lorsque les marais dans lesquels il vit se dessèchent. Cet enkystement a été obtenu au laboratoire par plusieurs auteurs et l'animal peut rester ainsi en état de vie ralentie durant plusieurs années (1). Pendant l'estivation (2) le poisson s'amaigrit considérablement et sa consommation d'oxygène diminue de plus de moitié par rapport à celle de l'animal actif soumis à un jeûne prolongé, mais elle peut être rétablie sensiblement à son niveau normal par administration de thyroxine (3). Il était donc intéressant de rechercher si le fonctionnement thyroïdien relativement intense de l'animal actif (4) est modifié au cours de l'estivation.

L'expérimentation a été réalisée sur quatre Protoptères provenant de Dakar (fournis par l'IFAN, Prof. Monod) et conservés 16 mois à l'aquarium du Musée de la France d'Outre-Mer (M. Goussef). Deux animaux témoins sont conservés en aquarium; l'enkystement des deux autres est obtenu au moyen d'un dispositif et selon un protocole analogues à ceux décrits récemment par Blanc, d'Aubenton et Plessis (5). La durée de l'estivation est respectivement de 63 et 80 jours pour les Protoptères P 5 et P 7. Il est à remarquer que le cocon de P 7 est bien constitué alors que celui de P 5 n'est pas formé à la fin de l'expérimentation, la terre entourant cet animal étant encore légèrement humide. Les animaux témoins sont mis à jeûner pendant un temps sensiblement égal à celui de l'estivation (62 jours pour P 4 et 77 pour P 6) et la température des milieux aquatique et aérien maintenue à environ 20° C au début de l'expérience puis strictement à 23 ± 1° C pendant les trois semaines précédant le sacrifice des animaux;

ainsi les modifications éventuelles du fonctionnement thyroïdien déterminées par les facteurs alimentation et température n'interviennent pas dans la comparaison des deux groupes. Les animaux sont sacrifiés 24 h (P 4 et P 5) ou 72 h (P 6 et P 7) après une injection intrapéritonéale de 250 μC de ^{131}I sans entraîneur. Les techniques d'étude du fonctionnement thyroïdien sont identiques à celles utilisées précédemment [4].

Par rapport à l'animal en activité les principales modifications déterminées par l'estivation dans le métabolisme de l'iode et le fonctionnement thyroïdien sont les suivantes :

1. *Thyroïde* (tableau I). — La thyroïde semble subir une atrophie, que son poids soit considéré en valeur absolue ou calculé pour 100 g de poids corporel au moment du sacrifice. Cependant cette réduction de poids très nette dans le cas des ♂ l'est beaucoup moins chez les ♀. Le faible nombre d'individus expérimentés ne permet pas de préciser si cette différence de réponse est liée au sexe ou résulte des variations individuelles normales qui peuvent être importantes [4]. La fixation du radioiode par la thyroïde et le rapport de concentration thyroïde/plasma de ^{131}I (T/P) sont considérablement diminués. Cette diminution semble légèrement plus accentuée chez P 7, peut-être en rapport avec la présence d'un cocon chez cet animal, mais il peut s'agir également d'une différence individuelle. L'étude de la répartition du ^{131}I fixé dans la thyroïde met en évidence pour un même intervalle de temps après l'injection une augmentation de la fraction minérale qui représente respectivement 3,9 % du ^{131}I thyroïdien à 24 h et 2,8 % à 3 jours chez les témoins et 8,6 % à 24 h et 15,3 % à 3 jours chez les animaux en estivation. Enfin la teneur en iode stable (^{127}I) de la thyroïde est environ quatre fois plus élevée chez les animaux enkystés.

TABLEAU I.

N°.	Poids au moment du sacrifice (g).	Sexe.	Temps après injection de ^{131}I (h).	Poids de la thyroïde (mg).	^{131}I dans la thyroïde (% de la dose).	$\frac{T}{P}$.	^{127}I pour 100 mg de thyroïde (μg).
			Animal actif.				
P 4.......	690	♀	24	151	57,3	4807	15,8
P 6.......	633	♂	72	189,5	85,7	113 100	14,3
			Animal en estivation.				
P 5.......	400	♂	24	53	2,1	86	54,1
P 7.......	680	♀	72	135	1,1	22	67,5

2. *Plasma* (tableau II). — Le radioiode disparaît beaucoup plus lentement du milieu intérieur chez l'animal en estivation par suite d'une diminution de l'excrétion, mais surtout de sa fixation très réduite dans la thyroïde. Les hormones thyroïdiennes marquées n'apparaissent pas dans

le plasma aux intervalles de temps considérés alors qu'on les rencontre en faible quantité à 24 h et en quantité plus importante à 3 jours chez l'animal témoin. La teneur en iode stable (^{127}I) total du plasma ne semble pas varier nettement au cours de l'estivation, par contre sa teneur en iode hormonal diminue considérablement, celui-ci ne représentant plus que 10 % de l'iode circulant au lieu de 27 à 39 % chez les animaux en activité.

TABLEAU II.

N°.	^{131}I par gramme de plasma (% de la dose).	% de ^{131}I du plasma lié aux protéines.	^{127}I pour 100 ml de plasma.	% de ^{127}I du plasma lié aux protéines.
	Animal actif.			
P 4	0,079	1,94	6,1	39,3
P 6	0,004	10,75	6,35	27,5
	Animal en estivation.			
P 3	0,457	0,40	6,7	10,4
P 7	0,361	0,78	7,3	11,1

Tous ces résultats : diminution du poids de la thyroïde, de son pouvoir de concentrer l'iode, de le lier organiquement et de sécréter les hormones thyroïdiennes dans le milieu intérieur, augmentation de sa teneur en iode stable, traduisent un ralentissement considérable du fonctionnement thyroïdien et correspondent au tableau observé chez le Rat ([6]), ([7]) ou l'Anguille hypophysectomisés ([8]). L'estivation semble donc entraîner chez le Protoptère un véritable état d'hypophysectomie, du moins en ce qui concerne la sécrétion thyréotrope hypophysaire. Quels sont le ou les facteurs susceptibles de déterminer cette inhibition thyréotrope. L'influence du jeûne ou de la température est exclue par les conditions expérimentales choisies, mais l'intervention d'un autre facteur externe, la lumière, peut être envisagée. En effet, chez la Grenouille, une action inhibitrice de l'obscurité sur les sécrétions thyroïdienne ([9]), hypophysaire ([10]) et plus spécialement thyréotrope ([11]) a été mise en évidence. Or le Protoptère, qui par son mode de développement et ses caractères anatomiques se rapproche beaucoup des Batraciens, doit obligatoirement en estivation recouvrir ses yeux avec son extrémité caudale, sinon il meurt rapidement ([12]). L'hypofonctionnement thyroïdien observé pourrait donc résulter d'une inhibition du complexe hypothalamo-hypophysaire consécutive à l'absence de stimulation lumineuse oculaire. Cette hypothèse n'exclut cependant pas l'intervention d'autres mécanismes nerveux inhibiteurs liés à la posture de l'animal en estivation.

([1]) H. W. SMITH, *J. cell. compar. physiol.*, 6, 1935, p. 43.

([2]) Le terme « estivation », que nous utilisons à la suite de la plupart des auteurs pour désigner l'état de sommeil du Protoptère, ne préjuge pas de la saison à laquelle est réalisée l'expérience, l'estivation pouvant être obtenue au laboratoire à n'importe quelle période de l'année.

([3]) H. W. SMITH, *J. biol. chem.*, 88, 1930, p. 97.

([4]) J. LELOUP, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 474.

([5]) *Bull. I. F. A. N.*, 18, 1956, série A, p. 843.

([6]) I. L. CHAIKOFF et A. TAUROG, *Ann. New York Acad. Sc.*, 50, 1949, p. 377.

([7]) A. TAUROG, W. TONG et I. L. CHAIKOFF, *Ciba Colloquia Endocrinol.*, 10, 1957, p. 59.

([8]) M. FONTAINE, J. LELOUP et M. OLIVEREAU, *C. R. Soc. Biol.*, 147, 1953, p. 255.

([9]) G. CEHOVIC, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2647.

([10]) P. FLORENTIN et F. STUTINSKI, *C. R. Soc. Biol.*, 122, 1936, p. 674.

([11]) A. A. VOITKEVITCH, *Dokl. Akad. Nauk. S. S. S. R.*, 45, 1944, p. 357 et 396.

([12]) C. W. COATES, *Bull. New York Zool. Soc.*, 40, 1937, p. 25.

(Laboratoire de Physiologie du Muséum, Paris.)

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Influence de différents sels sur la lipolyse par le suc pancréatique.* Note de Mme **JACQUELINE CLÉMENT** et M. **GUY CLÉMENT**, présentée par M. Robert Courrier.

En dehors du $CaCl_2$ et du taurocholate de Na, activateurs classiques de la lipase pancréatique, les chlorures de Na, K et Mg et surtout les carbonates et bicarbonates alcalins ont aussi un effet activateur.

Il n'y a pas proportionnalité entre la quantité de savons présents dans le milieu en fin de réaction et le taux de la lipolyse.

On connaît classiquement deux catégories de substances ayant un effet activateur sur la lipolyse pancréatique : les sels biliaires et le $CaCl_2$. Récemment, Mattson ([1]) a montré que NH_4Cl, NaCl et SO_4Na_2 augmentaient aussi le taux d'hydrolyse de l'huile de coton par des extraits de pancréas. Il nous a semblé intéressant de voir dans un premier temps si d'autres électrolytes, présents normalement dans le suc pancréatique, les carbonates et bicarbonates alcalins et divers chlorures avaient un effet activateur sur la lipolyse par le suc pancréatique (SP).

Par ailleurs, les hypothèses envisagées pour expliquer l'activation de la lipolyse par le $CaCl_2$ reposent toutes sur la formation de savons insolubles, soit que ces savons interviennent dans la formation de complexes entre l'enzyme et le substrat lipidique ([2]), soit qu'ils agissent en écartant du milieu des acides gras libres ayant un effet inhibiteur ([3]), soit enfin qu'ils modifient la tension superficielle à l'interface huile-eau ([4]). Or, à notre connaissance, ces savons n'ont jamais été dosés, nous avons donc entrepris de les isoler dans le milieu en fin de réaction pour voir s'il existe une relation entre l'effet activateur et la quantité de savons formés en présence de $CaCl_2$ et d'autres électrolytes.

Conduite des expériences. — Nous avons mis à incuber à 37° C pendant 2 h un milieu contenant :

— 70 mg d'huiles ou graisses naturelles exemptes d'acides gras (A. G.) libres, diversement saturées (tournesol, soja, karité);

— 2 ml de SP de rat obtenu par fistule permanente, laissé à pH 8,1;

— 1 ml d'eau distillée contenant en solution les sels à éprouver.

Ceux-ci sont dans le milieu à la concentration de 1/60e d'équivalent-gramme par litre, sauf le taurocholate qui est à la concentration de 1/30e d'équivalent-gramme par litre. Pour le dosage des lipides et savons, on procède comme indiqué précédemment ([5]), ([6]).

Dans les cas où nous avons isolé les savons, le milieu est congelé, puis lyophilisé. Après déshydratation complète, on extrait les lipides (A. G. libres et glycérides) au Kumagawa par de l'éther anhydre; les savons sont recueillis sur le résidu d'extraction.

Résultats. — 1° *Taux d'hydrolyse* (tableau I). — Il est calculé de la façon suivante : A. G. libérés × 100/A. G. totaux.

Tableau I.

Sels ajoutés.	Soja SP n° 1.	Tournesol. SP n° 2.	Tournesol. SP n° 3.	Karité. SP n° 3 (*).	Karité. SP n° 4.	Activation de l'hydrolyse, chiffres extrêmes (%).	pH final
0	49	29	50	31,9	60	–	7,1
NaCl	50	33	55	–	–	2 à 13	7,1
KCl	–	32	–	–	73	10 à 21	7,1
$MgCl_2$	51	33	56	–	62	2 à 13	7,1
$CaCl_2$	61	57	65	54	63	5 à 96	6,9
Taurocholate	60	53	70	54	64	7 à 82	7,1
CO_3Na_2	79	38	59	57	77	7 à 61	7,5
CO_3NaH	54	54	74	62	73	10 à 94	7,3
CO_3KH	71	54	69	60	69	18 à 87	7,3
CO_3K_2	–	50	–	–	80	33 à 72	7,5
Taurocholate + CO_3Na_2	75	51	74	–	65	8 à 75	7,2
Taurocholate + $CaCl^2$	65	76	73	68	68	13 à 152	7,1

(*) Ces chiffres sont les moyennes des résultats obtenus avec trois échantillons identiques.

On constate tout d'abord qu'en l'absence d'électrolytes (tableau I, ligne 1) les taux d'hydrolyse varient selon les expériences. D'une part, des SP différents ont une activité différente à l'égard d'un même substrat (col. 3 et 4, 5 et 6); d'autre part: un même SP hydrolyse des substrats différents (col. 4 et 5) à des taux différents.

Tous les sels éprouvés, à la concentration adoptée ont un effet activateur, mais cet effet varie sensiblement selon les cas; il n'est pas possible à partir de ces seuls résultats d'en donner la raison. Toutefois, si l'on compare

les pourcentages d'hydrolyse en fonction des sels ajoutés, on voit que si $CaCl_2$ est plus actif que les autres chlorures éprouvés, il l'est moins que les carbonates et bicarbonates alcalins. Le taurocholate de Na employé seul présente un effet activateur voisin de celui de $CaCl_2$; ajouté à $CaCl_2$ et Co_3Na_2, il renforce l'effet activateur de ces sels. L'effet activateur des électrolytes est d'autant plus fort que l'activité propre du SP est faible. Enfin, nous constatons que les variations de pH en fin d'expérience (col. 8) sont sans rapport avec les variations du taux d'hydrolyse dans les conditions de nos expériences.

2° *Quantités de savons formés.* — On voit tout d'abord (tableau II) qu'il n'y a pas proportionnalité entre l'effet activateur et la quantité de savons formés; par exemple, avec le soja comme substrat on constate que lorsque le taux d'hydrolyse varie de 49 à 65 % les quantités de savons formés restent très voisines, alors que pour un taux d'hydrolyse voisin les quantités de savons varient du simple au double.

TABLEAU II.

	Soja.			Karité.			
	Hydrolyse (*) (%).	Savons (**).	A. G. libres.	Hydrolyse (%).	Savons.	A. G. libres.	pH final.
Témoins	49	10,2	20,4	60	13,2	24,5	7,1
NaCl	50	10,2	21,0	–	–	–	7,1
KCl	–	–	–	73	10,4	35,5	7,1
$MgCl_2$	51	4,0	27,8	62	7,0	31,9	7,1
Taurocholate	60	11,2	25,3	64	12,7	27,3	7,1
$CaCl_2$	61	5,9	32,2	63	12,0	27,4	6,9
CO_3Na_2	79	24,0	25,5	77	20,6	27,5	7,5
CO_3NaH	54	15,5	17,3	73	17,5	28,5	7,3
CO_3Na_2 + Taurocholate	65	18,3	22,3	65	12,0	27,0	7,3
CO_3KH	71	19,1	25,2	69	15,7	27,6	7,3
CO_3K_2	–	–	–	80,0	23,8	26,5	7,5
$CaCl_2$ + Taurocholate	65	10,5	30,1	68	10,6	31,9	7,1

(*) La quantité des A. G. totaux dans le milieu est égale à 62,5 mg.

(**) Quantités en milligrammes.

Il est certain que le taux de savons est influencé par le pH : les proportions de savons par rapport aux A. G. libres diminuent avec $CaCl_2$ (pH le plus bas) et elles augmentent avec les bicarbonates et carbonates (pH le plus élevé). Cependant si l'équilibre A. G. libres $\leftrightarrows$ savons était uniquement fonction du pH, on devrait trouver des rapports A. G. libres/ A. G. savons identiques pour un même pH et un même taux d'hydrolyse; or il n'en est pas toujours ainsi (exemple : soja, lignes 2, 4 et 8, comparaison entre soja et karité ligne 9). La nature du substrat et celle de l'électrolyte semblent donc avoir une influence.

En conclusion, les carbonates et bicarbonates sont de bons activateurs de la lipase pancréatique, la quantité de savons formés n'est pas proportionnelle à la quantité des A. G. libérés au cours de l'hydrolyse. Enfin, le fait que l'effet activateur de $CaCl_2$ coïncide avec une chute du taux des savons n'est pas en faveur de l'hypothèse selon laquelle les savons calciques interviendraient en déplaçant l'équilibre de la réaction; cependant dans le cas de l'activation par les carbonates et bicarbonates, cette hypothèse ne saurait être écartée.

(1) F. K. Mattson et L. W. Beck, *J. biol. Chem.*, 214, 1955, p. 115.
(2) R. Willstätter, E. Waldschmidt-Leitz et F. Memmen, *Hoppe-Seyl. Z.*, 125, 1923, p. 93.
(3) F. Schonheyder et K. Volqvartz, *Acta Physiol. Scand.*, 10, 1945, p. 62.
(4) P. Desnuelle, M. Naudet et M. J. Constantin, *Biochim. biophys. Acta*, 5, 1950, p. 561.
(5) G. Clément et J. Clément, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 36, 1954, p. 1319.
(6) G. Clément et J. Clément, *Arch. Sc. Physiol.*, 10, 1956, p. 73.

(*Département de Physiologie et Biochimie cellulaires de l'Institut de Recherches sur le Cancer à Villejuif*, 16 *bis, avenue Paul-Vaillant-Couturier*.)

ZOOLOGIE. — *Sur le développement des expansions aliformes du Copépode* Nicothœ astaci *Audouin et Milne-Edwards*. Note de M. **Charles Bocquet**, Mlle **Jeannine Guillet** et M. **Jan H. Stock**, présentée par M. Louis Fage.

Les expansions aliformes des *Nicothœ* n'apparaissent que chez les femelles parvenues à l'état imaginal et semblent s'accroître de façon continue, indépendamment de toute mue. Les déformations du corps ne portent que sur trois segments thoraciques et s'expliquent sans doute par l'intégration, dans le génome spécifique actuel, d'un système génique « métamérique » favorable au parasite.

L'un de nous a montré précédemment (1) que l'analyse du polychromatisme de Crustacés Copépodes et Isopodes conduisait à la notion de gènes « métamériques »; par extrapolation, il suggérait que le jeu de systèmes géniques métamériques analogues, affectant les réactions sécrétoires des cellules épithéliales au niveau de segments définis du corps, permettait d'interpréter quelques-unes des formes curieuses offertes par les Crustacés parasites. Nous allons préciser cette opinion par une étude du Copépode *Nicothœ astaci* Aud. et M.-Edw., dont la forme remarquable participe du normal et du monstrueux.

En dehors de copépodites venant d'éclore, on ne trouve sur les branchies du homard que des femelles adultes; les plus jeunes ont encore une silhouette qui trouve naturellement sa place dans la collection des formes réalisées chez les Copépodes semi-parasites; mais on récolte en bien plus grand nombre des *Nicothœ* plus âgés qui se singularisent, entre tous les Copé-

podes, par des expansions aliformes plus ou moins grandes, parfois relativement énormes. Une augmentation très notable de la taille (mesurée entre le bord antérieur du céphalo-thorax et l'extrémité des rames furcales) accompagne le développement des « ailes » : certains individus atteignent 2,2 mm, avec des « ailes » de 4,5 mm, alors que les femelles jeunes ne dépassent guère 0,9 mm. Pour spectaculaires qu'ils soient, ces accroissements corrélatifs de taille du corps et des « ailes » résultent du développement hypertrophique d'une région limitée du Copépode, n'intéressant que les segments thoraciques II, III et IV: cette zone donne, par ses parties pleurales, les expansions aliformes, et simultanément, débordant vers l'arrière les tergite et sternite IV, s'étend, entre les bases postérieures des « ailes », en un pont qui écarte progressivement les formations squelettiques initiales des somites thoraciques IV et V. Au cours de cette déformation, le reste du corps (y compris les pièces tergales et sternales des trois premiers segments thoraciques libres et tous les appendices, jusque dans le détail de leur ornementation) ne subit aucune modification morphologique.

Dès 1892, Canu [2], interprétant correctement ses observations et celles des auteurs plus anciens [3], avait établi le fait, essentiel pour le problème considéré, que les « ailes » des *Nicothœ*, « produites... par l'expansion des oviductes et de l'estomac », apparaissent seulement chez les femelles parvenues à l'état adulte.

Or, on sait que les Copépodes libres et les semi-parasites non déformés ont un nombre de mues défini, leur forme adulte représentant un véritable état imaginal. Nous avons donc cherché à préciser si le développement des « ailes » résultait d'une simple allométrie fortement majorante, jouant au cours d'une croissance prolongée chez *Nicothœ* grâce à des mues surnuméraires, ou s'il s'accomplissait indépendamment de toute mue.

Les mesures effectuées sur diverses dimensions des régions non déformées des *Nicothœ* ne mettent en évidence aucune croissance lors de l'apparition et de l'expansion des « ailes ». Pour une largeur bien repérable du céphalothorax, par exemple, les moyennes suivantes ont été obtenues (résultats donnés en unités de micromètre oculaire; 1 unité = 0,92 μ; précision des mesures : 5 unités) :

♀♀ sans ailes ou à « ailes » rudimentaires (50 ♀♀)	$1 = 409 \pm 11,4$
♀♀ non ovigères à « ailes » petites (55 ♀♀)	$1 = 407,5 \pm 11,8$
♀♀ ovigères à « ailes » moyennes (185 ♀♀)	$1 = 407,2 \pm 9,2$
♀♀ ovigères à « ailes » grandes à très grandes (200 ♀♀)	$1 = 408,9 \pm 9,6$

D'autre part, la courbe des fréquences des surfaces des « ailes » ne fournit aucune preuve de l'existence d'une série de stades qui se réaliseraient au cours de mues successives. Il faudrait supposer, pour expliquer que d'éven-

tuelles discontinuités soient masquées par la variabilité individuelle, que ces discontinuités sont d'amplitude assez faible; étant donné la grande taille atteinte par les « ailes », cette hypothèse entraîne celle d'un nombre élevé de mues, ce qui est inconciliable avec la stabilité rigoureuse révélée par les autres mesures.

Nous croyons pouvoir conclure de ces résultats biométriques :

1° que les *Nicothœ*, comme les autres Copépodes, parviennent à un stade imaginal, préalable à toute déformation;

2° que leurs « ailes », pour considérable que devienne leur volume relatif, apparaissent et se développent en l'absence de toute mue d'ensemble du Copépode;

3° que ces « ailes », pourtant recouvertes d'une épaisse cuticule, semblent s'accroître d'une façon continue.

Ces déductions sont assez déconcertantes pour qu'on les soumette à une confirmation histologique, actuellement en cours.

Il n'est pas douteux qu'une corrélation existe entre l'expansion des « ailes » et celle des oviductes : la dissymétrie qu'on observe parfois entre les deux « ailes » d'un individu se retrouve dans les dimensions de ses deux sacs ovigères. Il est donc possible que des actions humorales et mécaniques (pression exercée par les oviductes) interviennent dans le développement des « ailes »; mais ces influences ne sauraient, à elles seules, expliquer la localisation et la forme régulières des expansions aliformes : elles demeurent totalement inefficaces sur les cellules épithéliales du Copépode, sauf au niveau d'un groupe de métamères privilégié. C'est uniquement dans ce territoire sensible que les cellules épithéliales conservent une activité mitotique prolongée et sont capables de sécréter une cuticule assez particulière pour autoriser une croissance continue, anormale pour un Arthropode.

Ces particularités de l'épithélium, au niveau des trois premiers segments thoraciques libres, sont sans doute déterminées par un système génique, propre aux *Nicothœ*, et apparu par mutation au cours de leur évolution. On conçoit que le ou les nouveaux gènes, conférant aux individus qui les portaient un avantage sélectif indiscutable en favorisant leur multiplication, se soient finalement intégrés dans le patrimoine héréditaire spécifique des *Nicothœ* actuelles. Il est assez significatif que la zone sensible des *Nicothœ* soit précisément la série des métamères au niveau desquels se réalise le plus grand nombre de mutations de pigmentation chez de nombreux Copépodes Harpacticoïdes.

Les résultats de cette analyse des *Nicothœ*, espèce particulièrement favorable en raison de sa dualité morphologique, nous semblent éclairer les problèmes que pose la forme de nombreux autres Copépodes parasites, à déformation métamérique partielle (*Notodelphyidæ*, *Doropygidæ*, par exemple);

ils peuvent fournir une interprétation valable du gigantisme de certains Copépodes chez lesquels la déformation monstrueuse, affectant à des degrés divers tous les métamères, se généralise à l'ensemble du corps.

(1) C. Bocquet, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1966.
(2) E. Canu, *Trav. Lab. Wimereux*, 6, 1892.
(3) P. J. Xan Beneden, *Nouv. Mém. Acad. Belg.*, 24, 1848.

(*Laboratoire de Zoologie, Faculté des Sciences, Caen et Zoölogisch Museum, Amsterdam.*)

ZOOLOGIE. — *Caractérisation de la glaucothoë et des premiers stades Pagure chez* Clibanarius misanthropus (*Risso*) (*Crust. Décapode Anomoure*). Note (*) de Mme **Michèle Dechancé**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Cette Note a pour objet de présenter les premiers résultats obtenus dans l'étude de la biologie de *Clibanarius misanthropus*, résultats qui reposent essentiellement sur le dénombrement des articles des fouets antennaires et sur celui d'épines, soies ou écailles de certains appendices.

Les *Clibanarius* étudiés ont, pour la plupart, été récoltés à Banyuls-sur-Mer; toutes les glaucothoës ont été trouvées installées dans de petites coquilles, donc alors qu'elles avaient abandonné la vie pélagique.

L'existence de discontinuités corrélatives dans la série des chiffres notés pour chaque caractère permet de classer les individus en un certain nombre de groupes, ou stades : l'intervalle entre chacun de ces stades correspond très probablement à une mue. Les observations ont permis :

1° de caractériser chaque stade par des formules numériques;

2° de fixer les tailles extrêmes et moyennes atteintes à chaque mue et de calculer le taux de croissance;

3° de déterminer à quel stade et à quelle taille apparaissent les caractères sexuels externes et notamment les orifices génitaux.

Nous présentons ici les résultats se rapportant aux individus les plus petits, dont la longueur du céphalothorax s'échelonne de 0,9 mm (glaucothoë) à 3,3 mm. Entre ces limites, nous avons pu identifier, outre le stade Glaucothoë, quatre stades Pagures.

Le détail des chiffres obtenus figurera dans un travail en cours; ils sont résumés dans le tableau suivant.

L'examen de ce tableau permet de définir les caractères des différents stades :

Stade glaucothoë. — Taille de 0,9 à 1 mm (moyenne 0,94 mm). Caractères numériques constants pour la plupart. Présence de quatre paires de pléopodes symétriques, portant tous le même nombre de soies : neuf

TABLEAU.

	Glaucothoë $n = 7$.		Stade I $n = 11$.		Stade II $n = 9$.		Stade III $n = 13$.		Stade IV $n = 13$.	
	Val. extr.	*m.*	Val. extr.	*m.*	Val. extr.	*m.*	Val. extr.	*m.*	Val. extr.	*m.*
Taille (mm)	0,9–1,0	**0,94**	0,9–1,2	**1,10**	1,1–1,6	**1,26**	1,6–2,5	**1,89**	2,3–0,1	**2,66**
Articles fouets A_1 ext.	5	**5**	(5) 6	**5,7**	(6) 7	**6,7**	7–9	**8,0**	(9) 10	**9,8**
Articles fouets A_1 int.	3	**3**	3	**3**	3	**3**	(3) 4	**3,9**	4 (5)	**4,1**
Articles fouet A_2	7–9	**8,6**	(8) 9	**8,7**	9–11	**10,0**	13–16	**14,1**	16–21	**17,6**
Épines dactyle P_2 et P_3	3	**3**	3	**3**	(3) 4	**3,9**	4–5	**4,7**	5–6	**5,4**
Épines dactyle P_4	0–1	**0,6**	1	**1**	2–3	**2,3**	4–6	**4,9**	6–9	**7,2**
Écailles propode P_4	10 (12)	**10,3**	10–12	**11,2**	14–18	**15,7**	21–27	**23,9**	34–35	**34,5**
Total écailles uropode gauche	13–19	**16,7**	22–28	**25,2**	33–42	**37,9**	45–64	**55,5**	66–88	**77,4**
Total écailles uropode droit	16–19	**17,0**	19–25	**21,9**	27–34	**30,1**	37–44	**39,1**	43–57	**49,0**
Total soies pléopodes gauches: Exop.	36	**36**	38–45	**41,3**	46–62	**52,1**	54–74	**64,7**	♀ 85–130	**105**
									♂ 83–107	**96**
Total soies pléopodes gauches: Endop.	0 (*)	**0**	0–4	**3,1**	4 (9)	**4,1**	5–11	**7,8**	♀ 13–31	**24,6**
									♂ 15–23	**19,4**
Total soies pléopodes gauches: Basipod.	0	**0**	0	**0**	1–4	**3,1**	(2) 4–6	**4,1**	♀ 6–13	**8,1**
									♂ 5–5	**4,4**

(*) Chez la Glaucothoë, l'endopodite des pléopodes porte deux ou trois soies distales en crochet (rétinacle) non homologues des soies plumeuses qui apparaissent aux stades suivants.

longues soies plumeuses sur les exopodites, deux soies en crochet sur les endopodites. Les uropodes sont également symétriques et portent le même nombre d'écailles de chaque côté.

Stade I. — Faible augmentation de taille (taux de croissance 1,17). Accroissement des caractères numériques faible ou nul. Apparition de la dissymétrie par l'atrophie des pléopodes du côté droit, qui persistent cependant à ce stade sous forme de rudiments plus ou moins développés suivant les individus. La différence entre le nombre des écailles sur les uropodes droits et gauches est sensible, mais peu importante. Il existe trois épines sur les dactyles des P_2 et P_3, une seule sur le dactyle des P_4. Jamais de soie distale sur le basipodite des pléopodes gauches.

Stade II. — Taux de croissance encore faible (1,14). Disparition totale des pléopodes droits vestigiaux (sauf sur un spécimen). Augmentation sensible du nombre des phanères; le nombre des épines passe de 3 à 4 sur le dactyle des P_2 et P_3, et de 1 à 2 ou 3 sur celui des P_4. Présence d'au moins une soie distale sur le basipodite des pléopodes.

Stade III. — Fort accroissement de la taille (taux de croissance 1,50) et de tous les caractères numériques. Les orifices génitaux ne sont pas encore visibles.

Stade IV. — Taux de croissance 1,41. Stade marqué par l'apparition des orifices sexuels. Jusqu'à ce stade, aucune différence nette dans les caractères numériques ne permettait de distinguer les sexes; ici, le nombre de soies distales sur le basipodite des pléopodes double chez les femelles tandis qu'il reste à peu près stationnaire chez les mâles.

Il convient de faire remarquer que pour l'établissement des stades on a utilisé des caractères numériques et non la taille, pour laquelle il existe un chevauchement des divers stades, d'autant plus étendu qu'il s'agit de plus grands individus. La courbe de fréquence des tailles montrerait cependant des sommets correspondant aux moyennes calculées pour chaque stade, sauf pour le groupe glaucothoë-stade I représenté par un sommet unique en raison du faible accroissement de taille.

D'autre part, l'accroissement calculé de certains caractères numériques (écailles des uropodes ou des P_4 notamment) d'un stade à l'autre a pu être confirmé par la numération directe des écailles en formation sous les anciennes chez des individus prêts à muer.

Il nous a donc paru possible, malgré le nombre relativement peu élevé d'individus, de caractériser avec certitude les quatre premiers stades Pagures. Parmi ces stades, deux semblent particulièrement importants :

1° le stade I, ou stade post-glaucothoë; la comparaison de ce stade avec la glaucothoë montre qu'à la métamorphose correspond un accroissement minime de la taille et du nombre des phanères;

2° le stade IV qui est celui où se manifestent pour la première fois les caractères différentiels des sexes.

La caractérisation de stades ultérieurs paraît possible, mais en raison de la variabilité individuelle, d'autant plus forte que les chiffres obtenus sont plus élevés, il sera nécessaire d'étudier un plus grand nombre d'individus.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

ENTOMOLOGIE. — *Sur le système nerveux central céphalique de la larve de* Coniopteryx (*Névropt. Planipenne*). Note (*) de M. **André Rousset**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Les seules connaissances détaillées que nous possédions sur le système nerveux céphalique des Névroptéroïdes sont dues à Hammar (1908) [1] sur *Corydalis cornuta* L., à Maki (1936) [2] sur *Chauliodes formosanus* Peters. Nous sommes beaucoup moins bien documentés sur les Planipennes : Cazal a étudié le système « sympathique » de *Palpares*, *Myrmeleon* et *Chrysopa*. Nous avons étudié les *Coniopterygidæ*, Planipennes dont la larve possède un prognathisme bien marqué sans toutefois être aussi modifiée qu'une larve de *Myrmeleon* par exemple.

L'étude a été effectuée à l'aide de coupes sériées, colorées au trichromique de Prenant. Le trajet des fibres nerveuses intracérébrales n'a pas été suivi, la technique ne le permettant pas.

La masse cérébrale, en raison de la petite taille relative de la capsule céphalique, est logée en grande partie dans le prothorax. Les nerfs sont dirigés vers l'avant et ceci même pour les nerfs oculaires et antennaires.

Cerveau. — Il est nettement pair, chaque moitié ayant la forme d'une pyramide quadrangulaire dont le sommet est dirigé vers l'avant. Les lobations correspondant aux différentes parties du cerveau, généralement admises chez les Insectes, ne sont pas très marquées, mais il est cependant possible de reconnaître, rejetées très en arrière, une masse protocérébrale (*s. l.*) puis une région antennaire ou deutocérébrale et, antérieurement, une portion tritocérébrale dont le prolongement constitue le nerf labral auquel s'est jointe la racine du ganglion frontal. Les deux moitiés du cerveau sont réunies par une *pars intercerebralis* située assez en arrière.

Nerfs issus du cerveau. — *Nerf optique.* — Une masse neuropilaire s'individualise latéro-postérieurement par rapport cerveau, se dirige vers l'avant, s'amincit progressivement et constitue le nerf optique. Ce nerf dessert les cinq ommatidies, quatre en croix, la cinquième accolée dorsalement à cette rosette. Il n'y a pas d'ocelles.

Nerf antennaire. — Il part d'une région plus antérieure du cerveau. Il se divise en deux parties inégales; la plus importante, pénétrant dans l'antenne, est uniquement sensorielle, l'autre innerve les quatre muscles moteurs de l'antenne. Avant cette ramification, un petit nerf tégumentaire se détache du nerf antennaire.

Nerf labral. — De la région tout à fait antérieure du cerveau part un tronc nerveux fait de la coalescence du nerf labral et de la racine du ganglion frontal. Le nerf labral, exclusivement sensoriel, innerve les soies clypéo-labrales. Accolées à la partie médiane du nerf labral et situées sur la paroi épipharyngienne, sont deux masses ganglionnaires : les ganglions épipharyngiens. De telles formations n'ont pas été décrites chez *Chauliodes* et *Corydalis*. Une autre masse ganglionnaire, accolée au nerf labral, dans la région proximale de ce dernier, échange sans doute des fibres avec lui; de cette masse part un nerf qui rejoint son symétrique, la région de jonction étant marquée par un double ganglion situé sous les sclérifications atriales dans une région hypopharyngienne. Hammar signale chez *Corydalis* un nerf pair partant latéralement du ganglion frontal et allant latéro-ventralement dans les portions inférieures du pharynx. Est-il possible d'homologuer ces deux formations, en supposant que chez *Coniopteryx* les fibres nerveuses ont leur origine dans le ganglion frontal, suivent les racines et la partie proximale du nerf labral ? Cette innervation supra-orale de l'hypopharynx n'est pas un fait propre aux Névroptères : Chaudonneret (1950) [3] décrit chez *Thermobia* un nerf (n° 18) hypopharyngien d'origine supra-orale; Pillon (1950) [4] chez *Machilis* signale un nerf pair partant du nerf labral et se terminant dans un petit ganglion latéralement à l'œsophage; *Icerya purchasi* (Pesson, 1944) [5] possède un nerf (nGgHy) rejoignant son symétrique dans un ganglion hypopharyngien (GgHy). C'est également ce qu'ont décrit Janet (1905) [6] chez *Myrmica rubra* et *Lasius niger*; Badonnel (1934) [7] chez *Stenopsocus*; Vassal (1939) [8] chez *Cloëon*. Cette formation nerveuse semble très fréquente chez les Insectes et tend à prouver que, non seulement les segments post-buccaux participent à la formation de l'hypopharynx, mais qu'un métamère, au moins en partie supra-oral y participe; ce métamère étant pour les uns le superlingual (Denis, 1928) [9], le tritocérébral (ou sa partie rostrale) pour d'autres (Pesson, Badonnel).

Système du ganglion frontal. — Il a une forme parallélépipédique, son extrémité postérieure amincie se continue par le nerf récurrent. Il est logé en arrière du niveau des prétentorinas. Le ganglion frontal innerve les dilatateurs dorsaux du pharynx et la musculature annulaire, tout au moins en partie. Le nerf récurrent suit la paroi supérieure du pharynx, passe sous la *pars intercerebralis* et se rend dans le complexe hypocérébral. Dirigé vers l'avant, le nerf *procurrens* impair part de la face antérieure du ganglion frontal, c'est le « nerf frontal » de Hammar, le « cephalic nerve »

de Maki. Il est typiquement impair mais il peut se bifurquer en une branche dorsale innervant le muscle compresseur du labre et une branche dorsale desservant les dilatateurs dorsaux du cibarium (*dlcb* de Snodgrass) et les deux premiers semi-annulaires cibariaux, elle se termine dans l'hypoderme dorsal du labre. Il n'y a pas d'anastomose avec le nerf labral ainsi que l'a décrit Maki chez *Chauliodes*. Aucune liaison entre le ganglion frontal et le cerveau, contrairement à ce qu'indique Hammar pour *Corydalis* (*fig.* 7, *i*) n'a pu encore être mise en évidence ici. Par contre, le « nerf arqué » de cet auteur ou racine ventrale du ganglion frontal part latéralement de ce ganglion, passe en avant des premiers dilatateurs dorsaux du pharynx (*sdb*) et rentre dans la base du cerveau en accompagnant le nerf labral. Au milieu et latéralement sur chaque racine se détache un petit nerf desservant le muscle suspenseur dorsal de la bouche (*sdb*). Nous ne pouvons jusqu'à présent homologuer nos *sdb* à des rétracteurs de l'angle oral, car Denis chez *Anurida maritima* et Chaudonneret chez *Thermobia* ont montré que *rao* était innervé directement par le ganglion frontal tandis que le suspenseur de la bouche l'était par un nerf se détachant de la racine ventrale en un point d'ailleurs variable. Il est probable que chez *Coniopteryx*, et peut-être aussi chez *Thermobia*, les fibres nerveuses originaires du ganglion frontal ont suivi la racine ventrale; de tels faits d'accompagnement sont fréquents. Seule la découverte de cas intermédiaires pourrait lever ce doute. De la racine se détache également un fin nerf se rendant au voisinage des prétentorinas.

Complexe rétro-cérébral. — Le ganglion hypocérébral est étroitement serré par le tube digestif et les deux lobes cérébraux dans un logement à section triangulaire; il est intimement accolé aux corps cardiaques et il y a très certainement échange de fibres. Les corps allates sont situés latéralement sous le tube digestif. Un nerf paracardiaque suit le connectif reliant corps cardiaque et corps allate, le quitte en une position variable et se rend dans une région ventro-postérieure du cerveau. Du complexe hypocérébral part une paire de nerfs longeant latéralement le tube digestif. Ce sympathique pair n'a rien que de très normal, nous ne pourrons nous étendre à son sujet, la place nous manquant ici; signalons cependant qu'existent quelques différences entre ce complexe et celui de *Corydalis*.

Masse sous-œsophagienne. — Elle n'offre rien de très particulier, aussi serons-nous bref. Logée, elle aussi, en partie dans le prothorax, le départ des nerfs appendiculaires se fait normalement, mais ces nerfs cheminent dans la masse corticale et n'en sortent que très en avant. Ce sont les nerfs labiaux, maxillaires et mandibulaires; l'hypopharynx réduit ne paraît pas recevoir d'innervation ventrale. La masse sous-œsophagienne est reliée au cerveau par les *crura cerebri*, réunis en leur milieu par la commissure dite « tritocérébrale » qui, passant ventralement par rapport

aux premiers dilatateurs ventraux du pharynx, innerve ces derniers et les autres dilatateurs ventraux.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) A. G. HAMMAR, *Ann. Ent. Soc. Amer. Columbus*, 1, 1908, p. 105-127.
(2) T. MAKI, *Mem. Fac. Sc. and Agric.*, Taihoku Univ., 16, n° 3, p. 117-249, 10 pl.
(3) J. CHAUDONNERET, *Ann. Sc. Nat. Zool.*, 11e série, 1950.
(4) M. PILLON, *Suppl. Bull. Scient. de Bourgogne*, n° 6, 1950.
(5) P. PESSON, Centre Nat. Rech. Agronomiques, Versailles, 1944.
(6) CH. JANET, *Anatomie de la tête du* Lasius niger, Limoges, 1905.
(7) A. BADONNEL, *Bull. Biol. France Belg.*, Suppl. 18, 1934.
(8) M. A. VASSAL, *Bull. Scient. de Bourgogne*, 8, 1939, p. 133-140.
(9) J. R. DENIS, *Arch. Zool. exp. gén.*, 68, 1928, p. 1-291.

BIOLOGIE. — *Origine des cellules neurosécrétrices chez* Helix aspersa *Mull.* Note de M[lles] **SIMONE SANCHEZ** et **COLETTE BORD**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dans une précédente publication (1), nous avons décrit chez les Mollusques Gastéropodes, un complexe neuro-endocrine dont l'existence avait été suggérée à titre d'hypothèse par Lemche (2). Des observations personnelles nous ont permis de préciser que la fonction neurosécrétrice était réservée à des cellules spécialisées, liées aux zones sensorielles du système nerveux, et montrant des rapports plus ou moins directs avec des glandes endocrines.

Il est aujourd'hui reconnu qu'il existe au sein de certains ganglions nerveux d'Invertébrés, des cellules spécialisées dans l'élaboration de substances hormonogènes. Ces cellules sont souvent mêlées aux neurones qui présentent également des signes d'activité élaboratrice (3). On comprend que l'existence côte à côte, de cellules neurosécrétrices et de neurones sécréteurs, puisse être la source de confusions, et rende ardu le problème que pose l'origine des cellules neurosécrétrices. La fonction neurosécrétoire est-elle secondairement acquise par la cellule nerveuse, comme le pensent bien des auteurs, ou est-elle la fonction primaire d'une cellule exclusivement glandulaire associée aux centres nerveux ? Ce sont ces problèmes qui ont orienté notre travail qui consiste en la recherche systématique de l'apparition des cellules neurosécrétrices. A cet effet, nous avons fait l'étude histologique des centres nerveux et sensoriels d'*Helix aspersa* à différents stades du développement, ce qui nous a permis de mettre en évidence une curieuse formation glandulaire incluse dans le cerveau.

Comme chez la plupart des Mollusques, les ganglions du système nerveux central des *Helix* sont constitués de neurones banaux de petite taille et de neurones géants. Dans les ganglions cérébroïdes, la plupart des neurones

de petite taille sont rassemblés dans une région sensorielle de laquelle émergent les nerfs tentaculaires. C'est au niveau de cette zone que se situe cette glande embryonnaire.

A l'éclosion, la glande non fonctionnelle est caractérisée par une cavité centrale entourée de cellules disposées radiairement. Certaines de ces cellules sont en voie de division. A ce stade, la glande est encore distincte du cerveau, bien que très fortement appliquée contre lui.

Chez un jeune *Helix* âgé d'un mois et demi, la glande est intimement mêlée aux neurones de la région sensorielle du cerveau. On ne distingue plus son contour externe. Cependant, les cellules glandulaires, devenues fonctionnelles, sécrètent une substance qui tombe dans la cavité centrale, et qui est sélectivement colorée par l'hématoxyline chromique de Gomori. A ce stade, cette formation est encore caractérisée par une intense activité mitotique.

Deux mois après l'éclosion de l'animal, la glande est totalement désorganisée; la cavité interne s'est fermée; il n'y a plus trace de sécrétion; seul son emplacement est encore marqué par quelques cellules en mitose. Peu de temps après, il ne reste plus aucun vestige des éléments glandulaires.

Or à ces mêmes stades, le système nerveux, pourtant bien différencié, ne montre pas de cellules neurosécrétrices. Celles-ci apparaissent ultérieurement.

Il se forme donc chez les jeunes *Helix* une glande transitoire extrêmement fugace, caractérisée par une sécrétion sélectivement colorée par l'hématoxyline de Gomori, et dont les cellules se divisent activement. Les éléments de cette glande, originellement extérieurs au cerveau, sont englobés parmi les neurones après la formation du neurilemme.

La structure anatomique de cette formation et son évolution ontogénique, la colorabilité sélective de sa sécrétion interne, l'activité mitotique des cellules sont autant de traits de ressemblance avec les organes ventraux des Pycnogonides que nous avons décrits [1] et comparés aux *corpora allata* des Insectes. Avant nous, Cuénot attribuait un rôle hormonique aux organes ventraux des Péripates qu'il rapprochait également des corps allates des Insectes.

Il nous paraît significatif de retrouver chez des Invertébrés aussi éloignés que les Péripates, les Pycnogonides, les Mollusques et les Insectes, des formations qui n'ont souvent rien d'homologues, mais qui présentent entre elles des analogies très poussées. Certes les moyens nous manquent pour suivre l'évolution de leurs éléments constitutifs; cependant, on peut suggérer une filiation possible entre ces éléments et les cellules neurosécrétrices décrites.

[1] O. Tuzet, S. Sanchez et M. Pavans de Ceccatty, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2962.

(2) H. LEMCHE, *Experientia*, 11, fasc. 8, p. 320-328.
(3) H. PAVANS DE CECCATTY et O. VON PLANTA, *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 79, 1954, p. 152-158.
(4) S. SANCHEZ, *Thèse* (*Arch. Zool. Gén. et Exp.*) (sous presse).

(*Faculté des Sciences, Montpellier.*)

BIOCHIMIE. — *Protéines particulières à différents génotypes de sérums sanguins.* Note de Mlle **ANNETTE MARNAY**, MM. **JEAN MORETTI** et **MAX-FERNAND JAYLE**, présentée par M. Léon Binet.

Smithies (1) a mis au point une méthode d'électrophorèse à travers un gel d'amidon, qui permet de séparer les protéines sériques en une douzaine de fractions. Les γ-globulines se déplacent vers la cathode. En allant vers l'anode, on rencontre successivement la bande qu'il nomme $S\alpha_2$, les trois bandes $\alpha\beta$, la bande des β, puis les $F\alpha_2$ et enfin les albumines précédées et suivies parfois d'une ou deux bandes plus faibles. Nous avons déjà montré (2) que l'Haptoglobine monomère Hp_I constitue une partie des $F\alpha_2$ et identifié les trois $\alpha\beta$ à l'Haptoglobine dimère Hp_{II}. La présence dans le sang de l'Hp_I ou de l'Hp_{II} dépendrait d'un gène hp_1 ou hp_2. Smithies (3) a réparti les sérums en trois groupes correspondant à trois génotypes :

le groupe	I	correspond	au génotype	hp_1-hp_1	(homozygote);
»	II A	»	»	hp_1-hp_2	(hétérozygote);
»	II B	»	»	hp_2-hp_2	(homozygote).

En soumettant à cette même technique d'électrophorèse 100 sérums de malades (60 cas de scléroses en plaque, 20 cancers, 20 divers), nous avons fait les constatations suivantes :

1. *Sérums du groupe I.* — Lorsque l'indice d'Hp atteint ou dépasse 2,5, une nouvelle bande apparaît entre les β et les $F\alpha_2$. Nous l'appelons provisoirement « bande *z* ». Elle ne forme pas de complexe avec l'hémoglobine.

2. *Sérums du groupe II.* — Dans ce groupe, nous avons constaté, entre les bandes $S\alpha_2$ et β, en plus des trois bandes Hp_{II}, deux autres bandes qui les encadrent et que nous appelons pour le moment x (entre $S\alpha_2$ et la première Hp_{II}) et y (entre la dernière Hp_{II} et β). La bande y est constante dans le groupe II B et apparaît environ une fois sur deux dans le groupe II A. Elle ne se complexe pas avec l'Hb.

Dans le groupe II A, nous avons trouvé au moins 15 % des sérums qui possèdent, en plus des trois bandes Hp_{II}, une bande Hp_I qui n'est pas mêlée à la $F\alpha_2$ comme dans le groupe I, mais un peu en avant de celle-ci. Ce fait montre que dans l'hétérozygote hp_1-hp_2, la dominance de hp_2 est incomplète, le caractère hp_1 apparaissant en même temps que l'autre.

Dans le groupe II B, quand on colore à la benzidine le complexe obtenu en ajoutant de l'hémoglobine au sérum, on constate fréquemment la présence de cinq bandes colorées. Elles correspondent aux trois Hp_{II}, à la bande x et à une portion de la $S\alpha_2$; dans certains cas, d'ailleurs, cette fraction complexable est visible sous forme d'une très fine bande toute proche de $S\alpha_2$ et en arrière d'elle. Le plus souvent, elle est masquée par la bande $S\alpha_2$, qui est 5 à 10 fois plus importante. Nous la désignons par la lettre w.

Ces quatre nouvelles bandes w, x, y, z n'existent pas seulement dans les sérums de malades. On les trouve également dans le sérum normal. Elles n'apparaissent alors que si l'on soumet à l'électrophorèse une quantité de protéines 2 ou 3 fois plus forte qu'à l'ordinaire.

Par électrophorèse à deux dimensions (la 1re sur papier, la 2e à travers un gel d'amidon), nous avons pu établir que les bandes x et y étaient des α_2-globulines.

Ces faits nous invitent à penser que l'Haptoglobine dimère existerait dans le sérum sous cinq formes diverses, les trois formes déjà décrites, et deux nouvelles w et x, dont le taux augmente fortement dans les cas pathologiques (cancer, sclérose, rhumatisme articulaire, adénopathie cervicale, névrite, etc.). (Ces cinq formes sont dites Haptoglobines parce qu'elles se fixent sur l'hémoglobine, bien que leur aptitude à former ce complexe varie de l'une à l'autre.)

(1) O. SMITHIES, *Biochem. J.*, **61**, 1955, p. 629-641.
(2) J. MORETTI, G. BOUSSIER et M. F. JAYLE, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, **39**, 1957, p. 593-605.
(3) O. SMITHIES et N. WALKER, *Nature*, **178**, 1956, p. 694-695.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur les lipides de* Nocardia astéroïdes; *isolement de lipopeptides.* Note de Mlle **MICHELINE GUINAND**, MM. **GEORGES MICHEL** et **EDGAR LEDERER**, présentée par M. Jacques Duclaux.

L'extraction par un mélange d'alcool-éther (1:1) du mycélium d'une culture de *Nocardia astéroïdes* fournit, entre autres, une fraction soluble dans le chloroforme et contenant 10 % d'azote. Cette fraction est un mélange de lipopeptides qui se composent d'une partie peptidique, contenant six acides aminés et de 30 % d'une partie lipidique, acide.

Nocardia astéroïdes est un Actinomycète pathogène qui, selon Freund (1), possède, comme les Mycobactéries, une activité « adjuvante ». Dans le cas de souches humaines de *M. tuberculosis*, une fraction lipidique particulière, la cire D, semble avoir toute l'activité « adjuvante » des bacilles entiers (2).

C'est pourquoi il nous a semblé intéressant d'étudier les lipides de *Nocardia astéroïdes*.

L'extraction du mycélium d'une souche de *Nocardia astéroïdes* (que nous devons au Docteur J. Freund), cultivé pendant quatre semaines sur milieu de Sauton, par l'alcool-éther (1 : 1), puis par le chloroforme a donné les résultats suivants :

Extrait éthéro-alcoolique : 37,2 % du poids sec du mycélium;

Extrait chloroformique : 6,1 % (dont cire B : 0,3 %, cire C : 4,7 %, cire D : 1,1 %), *voir* (3).

Isolement de lipopeptides. — L'extrait éthéro-alcoolique est repris, après évaporation du solvant, par l'éther pur et la solution éthérée lavée à l'eau. Une partie reste à l'interface, insoluble dans l'éther et dans l'eau. Cette fraction qui représente 5,5 % du poids sec du mycélium s'est révélée être un mélange de *lipopeptides* sur lequel nous donnons ci-dessous quelques détails.

Purification. — La substance insoluble est dissoute dans le chloroforme et filtrée sur filtre Seitz. La solution évaporée donne une substance jaune pâle, amorphe, fondant vers 220°. Cette substance est filtrée sur colonne de poudre de cellulose (4), afin d'éliminer les acides aminés libres éventuellement présents, puis chromatographiée sur colonne d'acide silicique Mallinckrodt. Cette méthode s'est en effet révélée efficace pour la séparation d'autres lipides azotés des Mycobactéries (5). Une seule fraction principale est éluée par le chloroforme contenant 10 % de méthanol.

Propriétés. — La fraction lipopeptidique ainsi obtenue, F 215-217°, $[\alpha]_D$ + 44°,5 est insoluble dans l'eau et dans l'éther, insoluble, ou peu soluble à froid, dans la plupart des solvants usuels : acétone, benzène, éthanol, méthanol, très soluble dans le chloroforme et l'acide acétique glacial. Le spectre ultraviolet du lipopeptide en solution dans le chloroforme ne présente aucun maximum d'absorption. Le spectre infrarouge est très voisin de celui des amino-acides présents.

Composition. — Des chromatographies sur silicate de magnésium de la fraction F 215-217°, $[\alpha]_D$ + 44°,5 semblent la séparer en plusieurs fractions dont le point de fusion varie de 215 à 220° et la rotation de + 35°,6 à + 40° 9. Étant donné la similitude de composition et de propriétés de ces fractions, nous avons d'abord effectué une analyse sommaire de la fraction lipopeptidique totale. Trouvé : C %, 61,40; H %, 9,28; N %, 10,12. La recherche des halogènes, du soufre et du phosphore est négative.

L'hydrolyse par HCl 6 N en tube scellé à 110° pendant 8 h donne deux fractions, l'une *hydrosoluble* et l'autre *éthérosoluble* (30 %).

Fraction hydrosoluble. — Le glycérol a été recherché par les réactions colorées de Denigès après oxydation par l'eau de brome, l'inositol par essai à la touche sur papier et révélation selon Fleury et coll. (6). Les résultats sont négatifs. La recherche des sucres sur un hydrolysat sulfurique 6 N

est également négative. La réaction des *acides aminés* par essai à la touche et révélation à la ninhydrine est, par contre, fortement positive.

Recherche qualitative des acides aminés. — La chromatographie bidimensionnelle sur papier avec le système de solvants : butanol-acide formique-eau (75 : 15 : 10) et phénol-eau (8 : 2) permet de déceler 5 spots révélables à la ninhydrine. Les R_f correspondent aux acides aminés suivants : *thréonine*, *alanine*, *valine*, *leucines*, *proline*. Une tache faible est voisine de celle de la tyrosine; il s'agit probablement d'un peptide (pas d'absorption ultraviolette, pas de réaction colorée caractéristique).

La présence de *thréonine* est confirmée par chromatographie monodimensionnelle avec butanol-méthyléthylcétone-eau-NH_3 17 N (5 : 3 : 1 : 1) [7] et révélation par immersion du chromatogramme dans une solution de periodate, puis dans une solution de benzidine [8]. La chromatographie sur papier dans le phénol tamponné à pH 2 [9] confirme la présence de la *valine*. Le groupe des leucines est séparé par chromatographie dans l'alcool amylique tertiaire saturé d'eau en atmosphère de diéthylamine [10]. On constate une forte proportion d'*isoleucine* accompagnée d'une quantité beaucoup plus faible de *leucine*. La *proline* est identifiée par la réaction positive à l'isatine [11]. La présence des six acides aminés : *thréonine*, *alanine*, *valine*, *isoleucine*, *leucine*, *proline* a été confirmée et par chromatographie sur « Dowex-50 » [12] et par chromatographie sur papier des dérivés N-dinitrophénylés [13] préparés à partir de l'hydrolysat chlorhydrique. Des hydrolysats partiels contiennent des di- et tripeptides, mis en évidence par chromatographie sur papier.

Fraction éthérosoluble. — La partie lipidique extraite par l'éther constitue environ 30 % du lipopeptide initial. Une fraction éthérosoluble a également été recueillie après saponification du lipopeptide par la potasse alcoolique à 5 % pendant 8 h sous reflux. Cette fraction est acide, possède un poids moléculaire voisin de 600 (par titrage) et contient de l'azote. Soumise à une nouvelle hydrolyse par HCl 6 N pendant 72 h à 110°, elle libère dans la fraction aqueuse les six acides aminés déjà rencontrés et la partie lipidique ne contient plus d'azote. Le lipide exempt d'azote est un mélange d'acides de P. M. moyen 500 (par titrage). Les esters méthyliques sont chromatographiés sur acide silicique Mallinckrodt. Trois fractions sont éluées respectivement par l'éther de pétrole, le benzène et le mélange benzène-éther 1 : 1. La partie lipidique est donc un mélange complexe de plusieurs constituants dont la structure reste à déterminer. La résistance du lipopeptide à la saponification permet d'envisager l'existence d'une ou de plusieurs liaisons amides entre la partie lipidique et un groupement aminé de la fraction peptidique.

Le lipopeptide (ou mélange de lipopeptides) décrit ci-dessus semble représenter une nouvelle catégorie de substances naturelles.

(1) J. FREUND, *Adv. Tuberc. Res.*, 7, 1956, p. 130; J. FREUND et M. M. LIPTON, *Proc. Soc. Exp. Biol. and Med.*, 68, 1948, p. 373.

(2) R. G. WHITE, L. BERNSTOCK, R. G. S. JOHNS et E. LEDERER, *Immunology*, 1, 1958 (sous presse).

(3) J. ASSELINEAU et E. LEDERER, *Progrès Chimie Subst. Org. Nat.*, 10, 1953, p. 170-273.

(4) C. H. LEA et D. N. RHODES, *Biochem. J.*, 54, 1953, p. 467.

(5) E. VILKAS et E. LEDERER, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1156; G. MICHEL et E. LEDERER, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2454.

(6) P. FLEURY, J. E. COURTOIS et P. MALANGEAU, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 35, 1953, p. 537.

(7) M. WOLFE, *Biochim. Biophys. Acta*, 23, 1957, p. 186.

(8) H. T. GORDON, W. THORNBURG et L. N. WERUM, *Anal. Chem.*, 28, 1956, p. 349.

(9) E. F. MC FARREN, *Anal. Chem.*, 23, 1951, p. 168.

(10) E. WORK, *Biochim. Biophys. Acta*, 3, 1949, p. 400.

(11) R. ACHER, C. FROMAGEOT et M. JUTISZ, *Biachim. Biophys. Acta*, 8, 1952, p. 442.

(12) W. H. STEIN et S. MOORE, *J. Biol. Chem.*, 192, 1951, p. 663; M. GUINAND, P. JOLLÈS et G. MICHEL. Résultats inédits.

(13) A. L. LÉVY, I. I. GESCHWIND et C. H. LI, *J. Biol. Chem.*, 213, 1955, p. 187.

(Laboratoire de Chimie biologique de la Faculté Catholique des Sciences, Lyon et Institut de Biologie Physico-Chimique, Paris.)

PHARMACODYNAMIE. — *Sur la toxicité des acides phtaliques.* Note de

M. **FERNAND CAUJOLLE** et Mlle **DENISE MEYNIER**, présentée par M. René Fabre.

Pour la Souris, les trois acides phtaliques, en particulier les acides isophtaliques et téréphtaliques, sont très peu toxiques et sensiblement moins agressifs que l'acide benzoïque.

L'action des acides phtaliques est rapide et convulsivante à fortes doses; le dérivé ortho est le plus actif.

L'acide benzoïque et les trois acides phtaliques : acide phtalique (ortho, F 230°), acide isophtalique (méta, F 348°) et acide téréphtalique (para, se sublime sans fondre), ont été mis en solution, à 1,5 à 3 g % dans du sérum physiologique; les solutions ajustées à pH 7,5, avec de la soude pure, ont été injectées par voie intrapéritonéale à des souris mâles ou femelles non gravides de 20 ± 2 g.

Sur un ensemble homogène de 820 souris, en des temps d'observation uniformément limités à 24 h, les résultats suivants ont été obtenus:

Acide.	Dose maxima jamais mortelle (g/kg).	DL 50 en g/kg à échéance de 24 h par construction graphique.	Dose minima toujours mortelle (g/kg).
Benzoïque	1,06	1,46	1,85
Phtalique	0,87	1,67	2,41
Isophtalique	2,01	4,20	5,60
Téréphtalique	2,68	3,70	4,50

Les souris survivantes ont été maintenues en observation pendant 25 jours. Les produits étudiés se sont révélés peu toxiques, en particulier l'acide téréphtalique, qui est deux fois moins toxique que l'acide benzoïque; ce dernier est généralement tenu pour inoffensif, cette notion est erronée : l'acide benzoïque en effet détermine 100 % de mortalité à la dose de 2 g/kg et 80 % à la dose de 1,5 g/kg en moins de 24 h.

L'acide benzoïque et les acides phtaliques réalisent des intoxications à évolution rapide, ainsi qu'en témoigne le tableau ci-dessous [1] :

Acides.	Doses infraléthales (g/kg).	Temps de crise (h).
Benzoïque	1,06	24
Phtalique	0,87	4
Isophtalique	2,01	5
Téréphtalique	2,68	24

La symptomatologie des intoxications observées fait apparaître deux signes connus : l'hypothermie et l'hyperexcitabilité, survenant après une phase de prostration plus ou moins marquée. L'acide benzoïque ne provoque jamais de crises convulsives; les acides phtaliques par contre déterminent des crises cloniques et toniques, violentes surtout pour l'isomère ortho, — la mort survenant au cours d'une crise tonique, après une agonie très brève; les crises convulsives sont généralement précédées de phases polypnéiques intenses.

Le redoublement du groupe fonctionnel et la position du second groupe fonctionnel par rapport au premier influent sur la toxicité des aldéhydes et des acides phtaliques suivant un processus similaire [2], confèrent au dérivé disubstitué ortho la toxicité maxima. Mais, tandis que le redoublement fonctionnel accroît toujours la toxicité en série aldéhydique, il n'en va pas de même en série acide puisque les acides méta et paraphtaliques sont moins toxiques que l'acide benzoïque.

	Aldéhydes (mM/kg)				Acides (mM/kg)			
	benz.	phtal.	isopht.	térépht.	benz.	phtal.	isopht.	térépht.
Doses infraléthales...	7,00	0,05	5,19	6,00	8,08	5,24	12,11	16,14
Doses minima toujours mortelles en 5 jours.	8,75	0,15	6,32	8,60	15,16	14,53	33,73	27,11

(1) F. Caujolle et D. Meynier. *Bull. Acad. Méd.*, 1957, n° 17/18, p. 362.

(2) F. Caujolle, D Meynier, P. Auriac, S. Frajdenrach et L. Troplent. *Comptes rendus* 243 1956 p. 1933.

CANCÉROLOGIE. — *Production de cancers multiples chez des souris ayant reçu de l'acide nucléique extrait de tissus leucémiques isologues ou homologues.* Note de M. **Raymond Latarjet**, Mme **Nicole Rebeyrotte** et Mlle **Éthel Moustacchi**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

51 souris AkR et C_3H ont reçu à la naissance, un acide nucléique extrait de cellules leucémiques AkR. Sept d'entre elles ont développé avant 220 jours des tumeurs multiples dont l'élevage ne donne aucun exemple spontané. Rien n'est apparu parmi les animaux traités avec des acides nucléiques témoins.

L'activité cancérigène des extraits a-cellulaires de tissus leucémiques de souris AkR n'est pas due à un acide nucléique libre. Nous avons constaté en effet que les extraits conservent leur activité après traitement par les deux nucléases [1]. L'agent est donc probablement un complexe nucléo-protéique infectieux (virus). Étant donné que les informations génétiques, qu'il s'agisse d'infection virale ou de transfert de cellule à cellule, sont toujours portées par des acides nucléiques, nous avons recherché si les acides nucléiques isolés de cellules leucémiques pourraient manifester une certaine activité cancérigène.

L'acide nucléique leucémique a été préparé par la méthode au xylène sulfonate [2] appliquée à la fraction cellulaire sédimentée à 1200 g après homogénéisation des tissus dans du versène (ganglions, rates, thymus, cerveaux provenant de leucémies AkR spontanées et greffées). Deux acides témoins furent utilisés, l'un extrait de thymus de veau par la même méthode, l'autre extrait de pneumocoques par la méthode au désoxy-cholate [3]. Les trois solutions finales titraient respectivement 2, 3 et 0,6 mg d'acide désoxyribonucléique par millilitre. Elles contenaient en outre un peu d'acide ribonucléique et de protéines.

Une seule injection sous-cutanée de 0,05 ml fut pratiquée à des souriceaux âgés de moins de 10 h, appartenant à trois lignées pures : AkR, donneuse des tissus; C_3H f/Bi (sans facteur lait), histo-compatible avec AkR; $C_{57}Bl$ non histo-compatible. Dans notre élevage la leucémie lymphoïde apparaît spontanément chez environ 80 % des AkR, chez moins de 1 % des C_3H et des $C_{57}Bl$. Chez ces trois lignées, les autres types de cancers mentionnés plus loin ont une incidence pratiquement nulle : nous n'en avons observé aucun parmi plusieurs centaines (C_3H et C_{57}) ou milliers (Ak) d'animaux. Le tableau I groupe les résultats enregistrés 220 jours après l'injection (les animaux indemnes étant maintenus en observation).

1° Aucune leucémie n'est apparue à cette date chez C_3H ni $C_{57}Bl$. Chez AkR la fréquence et les délais de l'apparition spontanée n'ont pas été sensiblement modifiés [4].

2° Sept souris, parmi les 51 qui ont reçu l'acide nucléique leucémique

isologue ou homologue histo-compatible, ont présenté des tumeurs malignes, souvent multiples, distribuées conformément au tableau II, où chaque croix représente une tumeur indépendante (non métastatique). Rien n'est apparu chez les témoins ni chez les $C_{57}Bl$.

TABLEAU I.

Souris. Lignée.	Souris. Traitées.	Survivantes après une semaine	Origine de l'acide nucléique.	Leucémies avant 220 jours.	Animaux porteurs d'autres cancers avant 220 jours.
Akr	43	33	Leucémie AkR	12	5
	15	14	Pneumocoques	9	0
	15	13	Thymus de veau	6	0
C_3H	19	18	Leucémie AkR	0	2
$C_{57}Bl$	19	14	Leucémie AkR	0	0
	6	6	Thymus de veau	0	0

TABLEAU II.

Souris n°	Sexe, lignée.	Jour du sacrifice.	Épithéliomas parotidiens.	Carcinome mammaire.	Sarcome sous-cutané.	Leucémie associée.
1	♀ AkR	110	+	+	—	+
2	♂ C_3H	157	++	—	+	—
3	♀ AkR	178	++	—	—	+
4	♀ AkR	183	++	—	—	+
5 (*)	♂ C_3H	(186)	++	—	—	—
6 (*)	♀ AkR	(204)	+	—	—	—
7 (*)	♂ AkR	(220)	+	—	—	—

(*) Les souris 5, 6 et 7 n'ont pas encore été sacrifiées. Les tumeurs indiquées sont donc étiquetées par diagnostic clinique (les autres par diagnostic histologique) et les délais sont ceux de l'apparition clinique des tumeurs.

Ces tumeurs sont certainement consécutives au traitement. Leur type histologique et leur distribution les apparentent à celles qui sont apparues — dans de plus brefs délais il est vrai — chez des AkR traitées par un extrait leucémique complet ([5]). Pour attribuer avec certitude ces tumeurs à l'acide nucléique, et non pas à du virus qui aurait résisté au processus d'extraction de l'acide, il est indispensable de savoir si la digestion par les nucléases inactive la préparation d'acide. Cette expérience vient d'être entreprise.

En attendant son résultat, nous avons répété le processus d'extraction en présence de 3.10^{10} phages T_2 et autant de T_1 par millilitre d'homogénat de tissus de souris, virus qui ne sont pas inactivés par ces tissus, et dont les tailles différentes encadrent celles des virus cancérigènes connus. Après chaque étape du processus, on titrait les phages actifs. L'expérience,

effectuée six fois avec des résultats concordants, a montré que les titres des deux virus baissent rapidement pour laisser moins d'un virus actif de chaque espèce par 0,1 ml de la solution finale d'acide nucléique. La survie d'un virus cancérigène dans les mêmes conditions apparaît d'autant moins probable que les virus cancérigènes connus sont beaucoup moins stables que les bactériophages.

Ces résultats, sans donner une réponse définitive à la question posée, établissent une forte présomption en faveur du pouvoir cancérigène de l'acide nucléique extrait du tissu leucémique de la Souris AkR (6) vis-à-vis des souris isologues et des homologues qui possèdent un certain degré de compatibilité tissulaire avec la lignée donneuse.

(1) Même observation dans le cas de la chloroleucémie de la Souris. H. BIELKA, A. GRAFFI et W. KRISCHKE, *Naturwiss.* 44, 1957, p. 381.

(2) N. S. SIMMONS, S. CHAVOS et H. K. ORBACH, *Federation Proc.*, 11, 1952, p. 390.

(3) H. EPHRUSSI-TAYLOR, *Exp. Cell. Res.*, 2, 1951, p. 589.

(4) E. F. HAYS, N. S. SIMMONS et W. S. BECK, *Nature*, 180, 1957, p. 1419.

(5) R. LATARJET et M. DE JACO, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 499.

(6) On doit citer les résultats positifs analogues obtenus avec la « chromatine » sédimentée de cellules cancéreuses. K. E. PASCHKIS, A. CANTAROW et J. STASNEY, *J. nat. Cancer Inst.*, 15, 1955, p. 1525.

A 15 h 50 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h 20 m.

R. C.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 6 janvier 1958.)

Note présentée le même jour, de M. *André Lwoff* et Mme *Marguerite Lwoff*, L'inhibition du développement du virus poliomyélitique à 39° et le problème du rôle de l'hyperthermie dans l'évolution des infections virales :

Page 192, 23ᵉ ligne, *au lieu de* par voie intracérébrale, *lire* par voie intracérébrale (4).
» » 34ᵉ ligne, *au lieu de* suraiguës mortelles (4), *lire* suraiguës mortelles (5).
» » dernière note de bas de page, *au lieu de* (3), *lire* (5).



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 10 FÉVRIER 1958.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

BIOLOGIE DES MOUSTIQUES. — *Sur le « complexe » paléarctique du moustique commun* Culex pipiens *L. Les besoins de sang hivernaux et post-hivernaux du* C. disjunctus *Roub.* Note de MM. **ÉMILE ROUBAUD** et **JACQUES COLAS-BELCOUR.**

Des précisions sont apportées sur les différentes entités spécifiques ou sub-spécifiques actuellement discernables dans le complexe paléarctique du *C. pipiens*, en particulier sur les manifestations hémophages du *C. disjunctus* récemment distingué.

Nous avons fait connaître précédemment qu'une quatrième entité biologique naturelle doit être ajoutée au complexe paléarctique du moustique commun *Culex pipiens*. Il s'agit du *Culex pipiens disjunctus* Roub. dont les principales particularités morphologiques et biologiques ont été exposées (1).

Ce pipiens sans diapause hivernale apparente s'intègre dans le faisceau morphologique de l'*autogène* et du *berbericus* européens, d'après la structure du processus dorsal du phallosome. L'organe, dans les trois formes en question, se présente comme un élément massif, cylindrique, dont l'extrémité est arrondie et non tronquée obliquement, ainsi qu'on l'observe chez le moustique rural commun *Culex pipiens pipiens* (2).

Le Culex autogène, le *Culex berbericus* du midi de la France et aussi le *Culex disjunctus* que ses caractères, tant morphologiques que biologiques, permettent de différencier nettement du moustique commun rural *pipiens pipiens*, constituent un ensemble naturel de moustiques, étroitement apparentés. Ils présentent tous trois un mode hibernal caractérisé dans son essence par la simple suspension conditionnelle du métabolisme et ne relevant pas d'une diapause spontanée prolongée, comme c'est le cas pour le moustique rural *pipiens pipiens*.

Ces trois formes sont différenciables principalement par leurs particularités biologiques. L'*autogenicus* est le seul pourvu du pouvoir auto-

gène. Il est aussi le seul qui soit doué de sténogamie vraie, c'est-à-dire apte à la fertilisation en espace réduit à quelques dizaines de centimètres cubes. Les deux autres formes sont anautogènes et eurygames, avec parfois tendance, chez le *berbericus*, à une sténogamie relative qui admet un espace nuptial de 1/10ᵉ de mètre cube [3].

En ce qui concerne les aptitudes hémophages, les trois Culex sont tous les trois ornithophiles; mais ils peuvent aussi manifester des réactions plus ou moins marquées d'hémo-anthropophilie, ce qui les écarte foncièrement du *pipiens pipiens*. C'est le *berbericus* qui présente l'agressivité pour l'Homme la plus accentuée, parfois supérieure à l'ornithophilie; ensuite vient l'*autogenicus*, sous ses deux formes ponctuée ou non ponctuée. Le *disjunctus*, quoique attaquant également parfois dans les habitations, marque beaucoup plus faiblement son goût pour le sang humain [4].

Bien que ce dernier moustique ne présente pas, en période hivernale, une suspension caractérisée d'activité correspondant à une véritable diapause ovarienne, on peut reconnaître pourtant, chez les femelles appelées à passer l'hiver, lorsqu'elles sont placées à une température de 18-20° C ou davantage, un certain ralentissement dans l'exercice de leurs manifestations hémophages. En prenant pour test des canaris, dont le sang est très recherché par les femelles, on peut constater qu'au début de l'automne, même à température favorable, un faible nombre d'entre elles acceptent de se gorger de sang. Puis, peu à peu, au cours de la période froide leur nombre augmente et, vers la mi-janvier, à la température du laboratoire, les femelles hivernantes révèlent la plénitude de leur agressivité pour l'oiseau qui leur est offert.

Par exemple, le 20 octobre 1957 ont été éprouvées sur canaris, dans une cage de 1/10ᵉ de mètre cube, 20 femelles provenant d'une capture effectuée, quelques jours auparavant, par l'un de nous, dans une cave de Normandie, gîte naturel du moustique. Aucune des femelles n'a accepté de se gorger de sang.

Cinq jours plus tard, un nouvel essai est pratiqué à température plus élevée (25° C). Une femelle se gorge sur l'oiseau. Le 17 décembre 1957, 20 femelles provenant d'une capture effectuée dans la même station, le 10 novembre, et maintenues à la température du laboratoire sont éprouvées comme précédemment sur un canari : 3 femelles sur 20 sont trouvées gorgées le lendemain. Le 14 janvier 1958 les 8 femelles du lot qui subsistent encore sont éprouvées à nouveau : elles révèlent, cette fois, une agressivité généralisée : toutes sont trouvées gorgées de sang, le lendemain 15 janvier.

Déjà, l'année précédente, une semblable expérience, effectuée le 21 janvier, avait permis de constater que 24 femelles sur 40 avaient pris du sang, au cours d'une seule nuit de contact avec le canari.

C'est donc vers la mi-janvier que commence à se révéler véritablement, parmi la population hivernale du *C. disjunctus* ramenée à la chaleur, l'avènement d'une aptitude hémophage nettement caractérisée; celle-ci est suivie normalement de l'exercice de la ponte quelques jours plus tard.

En comparant, dans les mêmes conditions, les réponses d'acceptation du sang et du dépôt des œufs chez les femelles de la première génération post-hivernale, descendantes directes des précédentes, on peut reconnaître que chez celles-ci, le rythme trophogonique est beaucoup plus accéléré : à la même température, ces femelles peuvent se gorger de sang moins d'une huitaine de jours après leur éclosion et parvenir à la ponte de six à dix fois plus vite que leurs parentes. Ainsi se manifeste l'existence chez les hibernantes, au début de la saison froide, d'une sorte de courte diapause indépendante de l'abaissement thermique et liée à un ralentissement métabolique spontané. La durée de cette asthénie d'hiver est infiniment plus courte, chez les femelles du *disjunctus*, que chez celles de l'ordinaire moustique rural *C. pipiens pipiens*, chez lesquelles on observe, en outre, une physogastrie particulière, due au développement abondant des réserves du corps adipeux.

Les femelles appelées à hiverner, chez le *disjunctus*, se montrent, au contraire, faiblement chargées de réserves hivernales; elles sont peu aptes, comme nous l'avons dit, à une conservation prolongée en période froide, où leur survie dépendra en grande partie d'une forte humidité extérieure. Il n'en existe pas moins qu'au cours de leur sub-diapause d'hiver les femelles de *disjunctus* subissent les effets ordinaires de la réactivation physiologique hivernale : ceux-ci seront traduits par la reprise d'un cycle trophogonique actif, chez leurs descendantes printanières.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3001 et 3115.

(2) E. Roubaud et S. Ghelelovitch, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 7.

(3) E. Roubaud et S. Ghelelovitch, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2900.

(4) L'existence de plusieurs espèces de chauves-souris dans le gîte étudié du *disjunctus*, en Normandie, permet de penser aux rapports trophiques possibles des femelles avec ces mammifères. Le sens thermique « élément primordial de l'orientation des parasites des Homéothermes vers l'hôte » pourrait sans doute révéler son efficience également ici (*voir* P. Nicolle et P. Grenier, *Bull. Acad. Médecine*, 128, 1944, p. 461).

CANCÉROLOGIE. — *Le choix de l'histamine pour les substances cancérigènes observé* in vivo. Note de M. Christian Champy et Mlle Simone Hatem.

Après traitement des tissus par le benzopyrène, on observe une disparition locale de la réaction histochimique de l'histamine tandis qu'avec le pérylène, isomère non cancérigène du benzopyrène, on obtient la réaction normale. Les nerfs sont donc immédiatement lésés par les substances cancérigènes.

Du fait que l'histamine présente pour les substances cancérigènes une affinité réelle [1], [2], [3] qui ne se vérifie pas pour les isomères non cancérigènes de ces substances, le problème suivant se pose :

L'amine fait-elle, dans l'organisme et malgré la complexité du milieu vivants, le même choix ?

Dans une Note à la Biologie [4], nous avons montré que la réaction de l'histamine par le nitrite mercureux [5] est rendue négative dans les régions où l'on injecte le benzopyrène dans les tissus. Pour localiser et reconnaître sur les coupes les points touchés par l'injection, l'émulsion de benzopyrène était additionnée de traces de poudre de carmin. Nous avons laissé la substance agir pendant 24 h et nous avons vérifié le caractère négatif de la réaction de l'histamine dans la région des glandes salivaires des muscles et du tractus intestinal, etc. de l'Escargot. Par contre, les terminaisons adrénalinergiques demeuraient décelables par la méthode à l'osmium-iodure [6], [7].

Il restait fort intéressant et non moins essentiel de comparer au benzopyrène un isomère non cancérigène ayant les mêmes caractères de solubilité.

En effet, il n'était pas exclu que l'irritation par un corps pulvérulent, très peu soluble, ne suffise à provoquer l'altération des terminaisons nerveuses qui se révèlent particulièrement fragiles. De plus, un autre carbure polybenzénique pouvait peut-être atteindre et engager l'histamine à travers les multiples échanges protéiniques du protoplasme. Aussi, le pérylène, isomère non cancérigène du benzopyrène, a-t-il été choisi comme témoin. Le pérylène est très actif chimiquement et son aptitude à former des complexes est réelle. L'expérience a donc été reprise, mais sur la glande sous-maxillaire de rats et de souris, glande facile à atteindre et riche en terminaisons nerveuses.

La façon de procéder est simple : une face de la sous-maxillaire est découverte, la capsule, une fois ouverte, la glande est saupoudrée ou bien de pérylène ou bien de benzopyrène, puis la plaie est recousue.

Nous avons laissé la substance agir pendant 36 h au lieu de 24 cette fois-ci.

L'animal, une fois tué, la face de la glande traitée est fixée :

1° dans le réactif au nitrite mercureux-acide osmique (réactif de l'histamine);

2° dans le réactif à l'osmium-iodure (réactif de l'adrénaline).

On relève les observations suivantes :

1° *Réactif de l'histamine.* — Les glandes traitées par le pérylène donnent les mêmes réactions que les glandes saines. Les terminaisons sont colorées à partir de la surface de la glande, sans altération aucune, et dans une épaisseur de sept à huit couches d'acini, qui est celle où se fait norma-

lement la coloration (*fig.* 1). Dans la région traitée par le benzopyrène, les terminaisons décelables par le réactif ont pratiquement disparu.

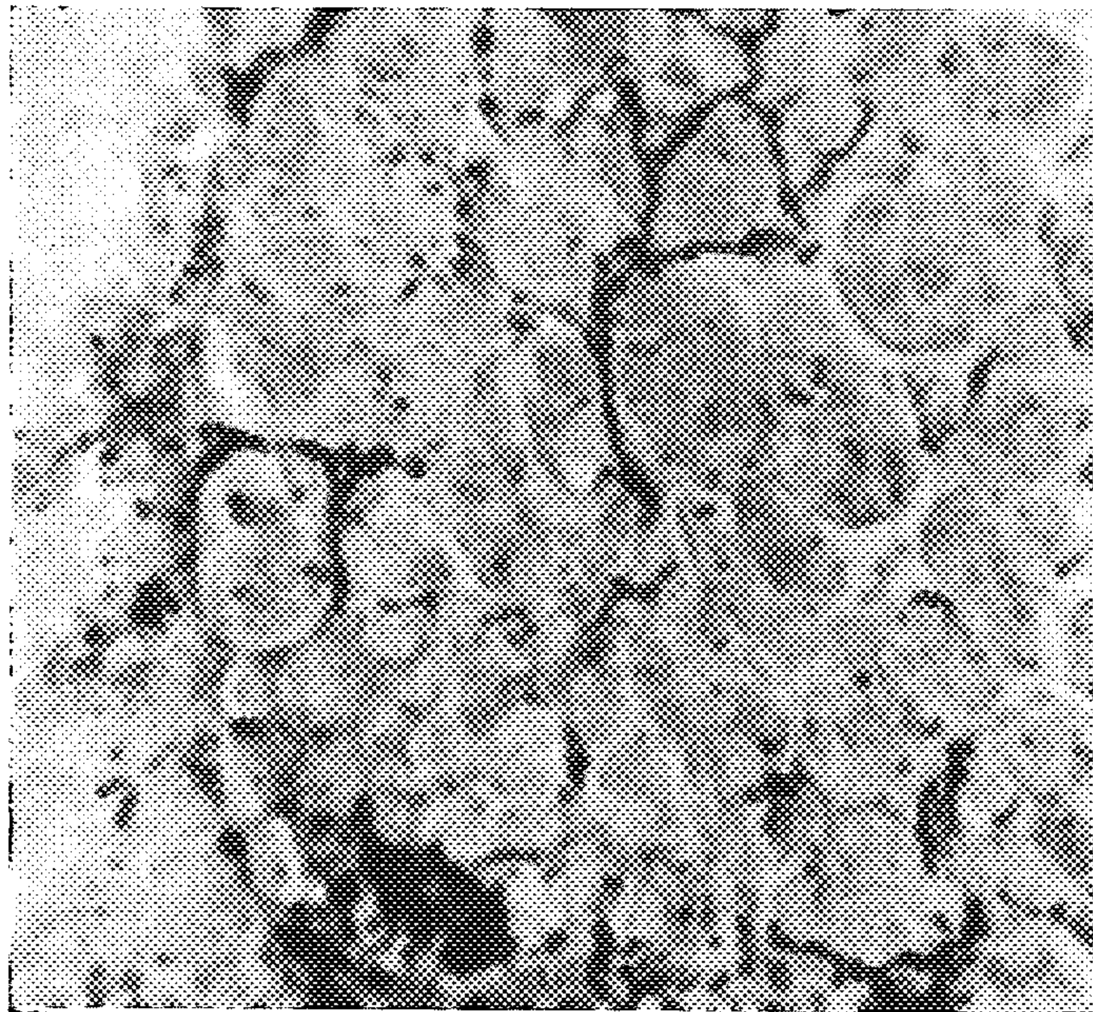


Fig. 1. — Sous-maxillaire de Rat : Surface saupoudrée de pérylène, 3 jours de contact. Fixation nitrite mercureux-acide osmique, réseau sympathique conservé, en noir.

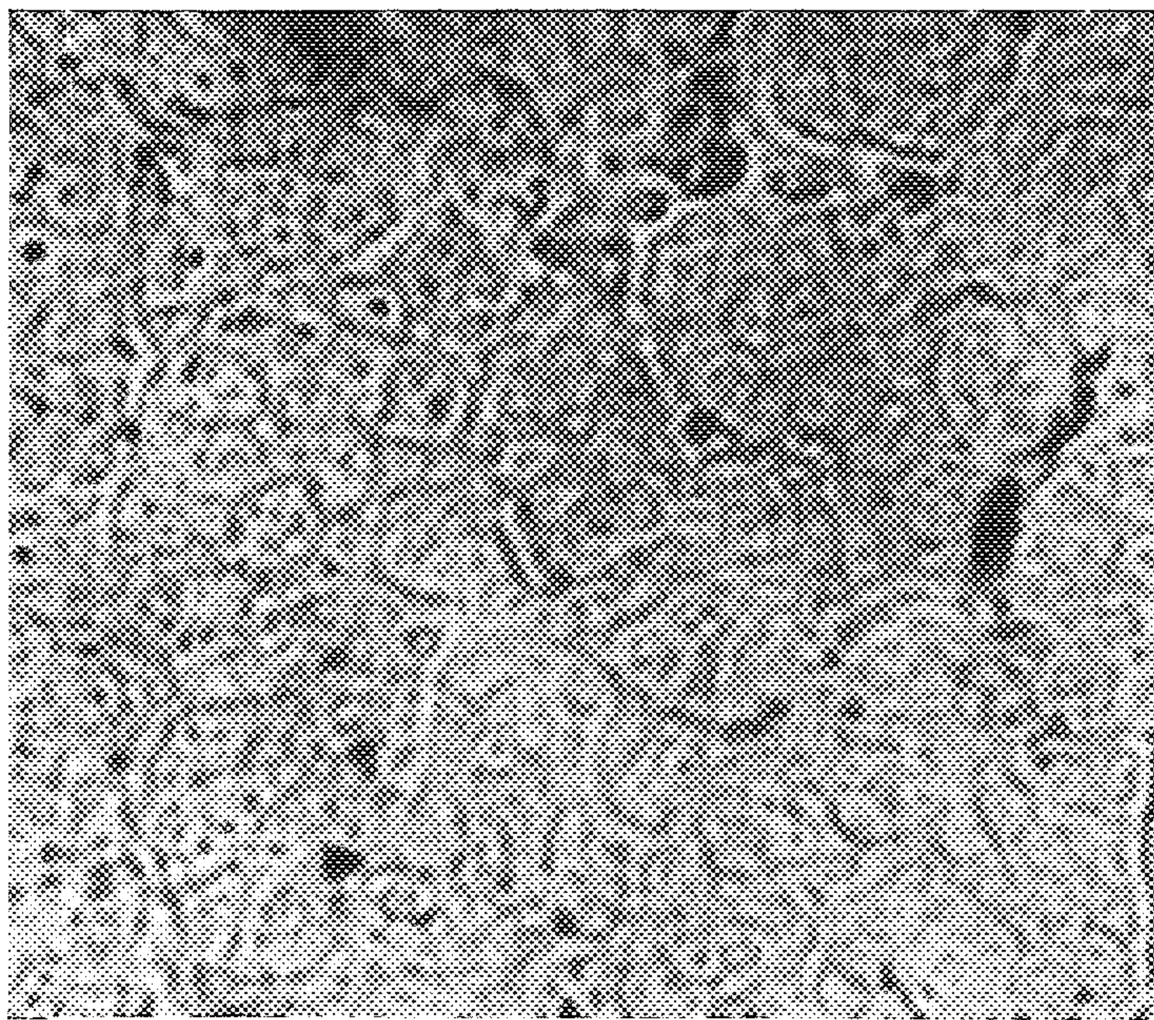


Fig. 2. — Sous-maxillaire de Rat : Surface saupoudrée au benzopyrène, 3 jours de contact. Fixation au nitrite-mercureux-acide osmique. Il ne reste que quelques vagues fragments nerveux qui donnent la réaction.

Il en apparaît quelques rares; débris des tronçons les plus épais, elles indiquent que la coloration avait parfaitement réussi (*fig.* 2).

2° *Réactif à l'osmium-iodure.* — Tandis qu'on pouvait encore distinguer les terminaisons adrénalinergiques dans l'expérience ancienne ([4]), la réaction s'est montrée négative après un contact de 36 h dans ces premiers essais.

Ceci semblerait indiquer que la fixation de l'histamine par les substances cancérigènes, en perturbant l'équilibre des neurones, entraîne, après un certain délai, une altération plus profonde des terminaisons nerveuses. Des expériences sont entreprises pour le vérifier.

Si le temps nécessaire à cette altération est considérablement plus court que le temps nécessaire à la prolifération cellulaire, celle-ci se présente vraisemblablement comme un phénomène secondaire à l'altération des nerfs.

(1) S. Hatem, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2113.
(2) S. Hatem, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3191.
(3) S. Hatem, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1850.
(4) C. Champy et S. Hatem, *C. R. Soc. Biol.*, séance du 22 juin 1957.
(5) S. Hatem, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2354.
(6) C. Champy, *Journal de l'Anatomie*, n° 4, 1913.
(7) S. Hatem, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 172, 1957.

(*Laboratoire du C. N. R. S., 21, rue de l'École-de-Médecine, Paris, 6e.*)

M. Louis de Broglie dépose sur le Bureau de l'Académie un Ouvrage intitulé : *La Spectroscopie en radiofréquences*, Réunions d'études et de mises au point tenues sous sa présidence, par MM. Alfred Kastler, Pierre Grivet, Jean Brossel, Edmond Arnous, Jean-Claude Pebay Peyroula, Maurice Lévy, Mlle Ginette Berthet, MM. François Lurçat, René Freymann, Adriano Gozzini. Préface de Anatole Abragam.

COMMISSIONS.

Le montant du Prix fondé par l'État (alternativement Grand prix des sciences mathématiques et physiques et Grand prix des sciences chimiques et naturelles), ayant été porté à deux millions de francs, l'Académie décide que la Commission sera dorénavant composée de ceux de ses membres qui appartiennent ou ressortissent à la Division à laquelle revient le prix.

CORRESPONDANCE.

M. Paul Bastien prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section des applications de la science à l'industrie, par la mort de M. *Robert Esnault-Pelterie*.

L'Académie est informée du II[e] **Congrès international de Cybernétique** qui se tiendra à Namur (Belgique) du 3 au 10 septembre 1958.

L'**Académie des sciences de l'Ukraine**, à Kiev, adresse une collection de ses publications.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Frottement et échanges thermiques dans les gaz raréfiés*, par F. Marcel Devienne. Préface de M. Edmond Brun;

2° Claude Berge. *Théorie générale des jeux à* n *personnes*, in *Mémorial des sciences mathématiques*, fascicule CXXXVIII;

3° Congrès géologique international. Commission de Stratigraphie. *Lexique stratigraphique international*. Volume V. *Amérique Latine* (sous la direction de R. Hoffstetter). Fascicule 7 : *Chile-Chili*, par Robert Hoffstetter, Humberto Fuenzalida, Giovanni Cecioni (avec deux cartes);

4° Encyclopédie de la Pléiade. *Histoire de la Science*. Volume publié sous la direction de Maurice Daumas;

5° *Ciba Foundation Symposium on the chemistry and biology of mucopolysaccharides;*

6° J. E. Hooper and M. Scharff. *The cosmic radiation*;

7° Office national interprofessionnel des céréales. Service technique. *Contribution à l'étude de la conservation des grains*, par MM. Jean-Marius Gatheron, André Lynen, Henri Nuret et Pierre Schribaux.

ENSEMBLES ORDONNÉS. — *Sur la fonction de Möbius.*

Note de M. **Mihail Benado**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Propriétés de la fonction de Möbius dans les hiérarchies distributives et les hiérarchies de Möbius.

Pour tout ce qui a trait aux notations, je renvoie le lecteur à ma Note antérieure (1) ainsi qu'à mes travaux (2), (3).

1. Définitions. — 1.1. *Définition.* — Je dirai qu'une multistructure (3) $\mathfrak{M}$ possède la propriété *d'interpolation cartésienne*, lorsque, pour *chaque* paire a, $b\in\mathfrak{M}$ telle que $a\vee b\neq\emptyset\neq a\wedge b$, *chaque* $d\in a\vee b$, *chaque* $m\in a\wedge b$ et *chaque* système d'éléments a_1, b_1, a', $b'\in\mathfrak{M}$ *tel que*

$$a_1\in d/a,\qquad b_1\in d/b,\qquad a'\in a/m,\qquad b'\in b/m,$$
$$a_1\in(a\vee b')_{d},\qquad b_1\in(a'\vee b)_{d},\qquad a'\in(a\wedge b_1)_{m},\qquad b'\in(a_1\wedge b)_{m},$$

il y a un $x\in\mathfrak{M}$ tel que $x\in(a_1/b')\cap(b_1/a')$.

1.2. *Définition.* — Je dirai qu'une hiérarchie ([1]) est *distributive* lorsqu'en tant que multistructure ([3]), ([1]) elle est distributive ([3]) (§ 6).

1.3. *Définition.* — J'appelle *cartésien* tout ensemble partiellement ordonné $\mathfrak{T}$ tel que la propriété suivante soit en puissance : Pour *chaque* quadrilatère ([2]) $(u, v; a, b)$ de $\mathfrak{T}$ il existe (au moins) un sous-quadrilatère ([2]) $(d, m; a, b)$ tel qu'on ait les *isomorphismes* [au sens de l'ordre partiel ([4])] suivants : $(d/a(\times (d/b) \leftrightarrows d/m \leftrightarrows (a/m) \times (b/m)$. (Ici $\times$ signifie, comme à l'ordinaire, le produit cartésien).

Par multistructure *cartésienne* j'entends une multistructure telle que l'ensemble partiellement ordonné formé par ses éléments soit cartésien. Par exemple les *structures* distributives ([4]) sont toujours cartésiennes; *voir* plus loin, 2.3.2.

1.4. *Définition.* — J'appelle *hiérarchie de Möbius* toute hiérarchie ([1]) $\mathfrak{T}$ à premier élément O ([1]) telle que la fonction de Mobius μ qui s'y rattache, possède la propriété suivante : Pour *chaque* couple $a, b \in \mathfrak{T}$ tel que $a \vee b \neq \emptyset$, *chaque* $d \in a \vee b$ et *chaque* $m \in a \wedge b$, *on a* $\mu(a)\,\mu(b) = \mu(d)\,\mu(m)$.

Par exemple, les « Sternverbände » de M. Fritz Klein ([5]) sont toujours des hiérarchies de Möbius. Il en est de même des hiérarchies à premier élément, que j'ai appelées *élémentaires,* caractérisées par la propriété d'avoir *un seul* atome ([1]).

2. Principaux résultats. — 2.1 Théorème. — *Toute multistructure distributive* ([3]) *possède la propriété d'interpolation cartésienne.*

2.2 Théorème. — *Soit* $\mathfrak{M}$ *une multistructure distributive et soient* $a, b \in \mathfrak{M}$ *tels que* $a \vee b \neq \emptyset \neq a \wedge b$, *puis* $d \in a \vee b$, $m \in a \wedge b$ *et enfin* $a_1 \in d/a$, $b_1 \in d/b$, $a' \in a/m$, $b' \in b/m$. *Alors, les (sous) ensembles* $(a_1 \wedge b_1)_m$ *et* $(a' \vee b')_d$ *ont chacun un seul élément.*

2.3. Théorème. — *Une multistructure* ([3]) $\mathfrak{M}$ *est distributive* ([3]) *si et seulement la condition* (DM) *ci-après y est vérifiée :*

(DM) *Pour chaque couple* $a, b \in \mathfrak{M}$ *tel que* $a \vee b \neq \emptyset \neq a \wedge b$, *chaque* $d \in a \vee b$, *chaque* $m \in a \wedge b$ *et* $x \in d/m$, *il y ait un* $a' \in a/m$ *et un* $b' \in b/m$ *tels que* $x \in (a' \vee b')_d$.

2.3.1. *Remarque.* — Au cas où $\mathfrak{M}$ est une *structure* (treillis) ([4]), la condition (DM) est une forme équivalente de la loi ordinaire de distributivité ([4]).

2.3.2. Corollaire. — *Toute multistructure distributive est cartésienne.*

2.4. Théorème. — *La fonction de Möbius* μ *d'une hiérarchie distributive* (1.2) $\mathfrak{T}$ *à premier élément* O *est toujours multiplicative, cela veut dire, on a* $\mu(d) = \mu(a)\,\mu(b)$ *pour chaque couple* $a, b \in \mathfrak{T}$ *tel que* $a \vee b \neq \emptyset$ $o \in a \wedge b$ *et chaque* $d \in a \vee b$.

2.5. Théorème. — *La fonction de Möbius d'une hiérarchie de Möbius* (1.4), *ne peut prendre que trois valeurs au plus, savoir :* — 1, 0, + 1.

2.6. Théorème. — *Dans toute hiérarchie de Möbius* $\mathfrak{T}$ *on a* $M = [A]^{\vee}$, *où* M *signifie l'ensemble* (sûrement non vide) *de tous les* $x \in \mathfrak{T}$ *tels que* $\mu(x) \neq 0$, *où* A

est l'ensemble des atomes de $\mathfrak{T}$ *et où* $[A]'$ *a la signification de* (¹), 1.6.1 *pour* $P = A$.

2.7. Théorème. — *Toute hiérarchie à premier élément qui se laisse décomposer en produit cartésien d'un ensemble ordonné* (mais par ailleurs arbitraire) *d'hiérarchies élémentaires, est une hiérarchie de Möbius.*

2.7.1. *Remarque.* — Le théorème 2.7 contient comme cas particulier un résultat récent de M. Klein (⁵). Il convient, du reste, d'ajouter que, tout comme chez M. Klein (*lot. cit.*), la décomposition en produit cartésien dont il est question à 2.7 *est unique :* c'est parce que les composants sont, dans ce cas aussi, irréductibles (⁴).

Je vais publier ailleurs les démonstrations.

(¹) M. Benado, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 267.
(²) M. Benado, *Czechosl. Math. J.*, 4 (79), cahier 2, 1954, p. 105-127.
(³) M. Benado, *Czechosl. Math. J.*, 5 (80), cahier 3, 1955, p. 308-344.
(⁴) G. Birkhoff, *Lattice Theory*, revised edition, New York, 1948.
(⁵) F. Klein, *J. reine und angew. Math.*, 195, cahiers 3-4, 1956, p. 121-126.

ALGÈBRE. — *Sur la représentation monomiale des demi-groupes.* Note de M. **Marcel Paul Schützenberger**, présentée par M. Georges Darmois.

On applique aux demi-groupes avec unité (monoïdes) la méthode utilisée en théorie des groupes pour définir les représentations monomiales.

Notations. — Soient A et B deux demi-groupes commutant d'applications dans lui-même de l'ensemble $\Sigma^* = \{\sigma\}$. Il sera commode de supposer que A et B sont les images homomorphes αS et βS d'un certain demi-groupe S avec unité (e) et d'écrire $s\sigma s'$ au lieu de $\sigma.\alpha s'.\beta s = \sigma.\beta s.\alpha s'$.

On utilisera les relations suivantes sur $\Sigma^* \times \Sigma^*$:

$$\sigma' \mathcal{T}_A \sigma \rightleftharpoons \sigma' \in \sigma S; \qquad \sigma' \mathcal{T}_B \sigma \rightleftharpoons \sigma' \in S\sigma; \qquad \sigma' \mathcal{T}_S \sigma \rightleftharpoons \sigma' \in S\sigma S;$$
$$\overline{\mathcal{T}}_A = \mathcal{T}_A \cap \mathcal{T}_A^{-1}; \qquad \overline{\mathcal{T}}_B = \mathcal{T}_B \cap \mathcal{T}_B^{-1}; \qquad \overline{\mathcal{T}}_S = \mathcal{T}_S \cap \overline{\mathcal{T}}_S^{-1}; \qquad \overline{K} = \overline{\mathcal{T}}_A \cap \overline{\mathcal{T}}_B.$$

On sait [J. A. Green (¹)] que $\overline{\mathcal{D}} = \overline{\mathcal{T}}_A \circ \overline{\mathcal{T}}_B = \overline{\mathcal{T}}_B \circ \overline{\mathcal{T}}_A \subset \overline{\mathcal{T}}_S$ est une équivalence et l'on dira qu'une partie Σ' de Σ^* est « A-élémentaire » si l'on a identiquement sur Σ' : $\mathcal{T}_A^{-1} \cap \mathcal{T}_B = \overline{\mathcal{T}}_A \cap \mathcal{T}_B$. Une $\overline{\mathcal{T}}_S$ classe qui est à la fois A- et B-élémentaire se réduit à une seule $\overline{\mathcal{D}}$-classe et sera dite « élémentaire ».

Définition de la représentation. — On considère désormais une $\overline{\mathcal{D}}$-classe, Σ, fixe et l'on désigne respectivement par $\Sigma^i (i \in I)$; $\Sigma_j (j \in J)$; $\Sigma^i_j = \Sigma^i \cap \Sigma_j$ ses $\overline{\mathcal{T}}_B$-, $\overline{\mathcal{T}}_A$- et $\overline{K}$-classes. On choisit arbitrairement des éléments σ^i_1 et σ^1_j dans chacune des $\overline{K}$-classes Σ^i_1 et Σ^1_j. D'après la définition même de $\overline{\mathcal{T}}_A$ et $\overline{\mathcal{T}}_B$, il existe

deux systèmes $\{a_1, a_i^1\}$ et $\{b_j^1, b_1^j\}$ tels que

$$\sigma_1^1 a_1^i = \sigma_1^i; \qquad \sigma_1^i a_i^1 = \sigma_1^1; \qquad b_j^1 \sigma_1^1 = \sigma_j^1; \qquad b_1^j \sigma_j^1 = \sigma_1^1.$$

On fera usage de la remarque suivante :

($\star$) *Si* $\sigma s = \sigma s' = \sigma' \in \Sigma^{i'}$ *pour un* $\sigma \in \Sigma^i$ *alors* $\sigma'' s = \sigma'' s' = \sigma''' \in \Sigma^{i'}$ *pour tous les* $\sigma'' \in \Sigma^i$.

En effet, il existe b, $b' \in$ B tels que $b\sigma = \sigma''$ et $b'\sigma'' = \sigma$. Donc

$$\sigma'' s = b\sigma s = b\sigma s' = \sigma'' s' = \sigma''' \qquad \text{et} \qquad b'\sigma''' = b'\sigma'' s = \sigma s = \sigma'.$$

Si $A^i = \{s : \Sigma_s^i \cap \Sigma^i \neq \emptyset\} = \{s : \Sigma_s^i \subset \Sigma^i\}$, la restriction à Σ^i de la représentation $(\Sigma^\star, A^i)$ induit un homomorphisme $\varphi_i : A^i \to \overline{A}^i$. Comme $\sigma_1^1 a_1^i a_i^1 = \sigma_1^1$ et $\sigma_1^i a_i^1 a_1^i = \sigma_1^i$ il résulte de la remarque précédente ($\star$) que $\varphi_1 a_1^i a_i^1 = \varphi_1 e$ et $\varphi_i a_i^1 a_1^i = \varphi_i e$. Les applications de A^i dans A^1 et de A^1 dans A^i :

$$a \to a_1^i a a_i^1 \quad (a \in A^i) \qquad \text{et} \qquad a \to a_i^1 a a_1^i \quad (a \in A^1)$$

sont donc des isomorphismes entre $\overline{A}^i$ et $\overline{A}^1$.

On désigne par o un nouvel élément servant de zéro au demi-groupe $\overline{A}^\star = \overline{A}^1 \cup O$, et, à tout $s \in S$, on attache la I $\times$ I matrice M(s) définie par

$$m_i^{i'}(s) = \varphi_1(a_1^i s a_{i'}^1) \quad \text{si } \sigma_1^i s \in \Sigma^{i'}; \qquad = o \quad \text{si } \sigma_1^i s \notin \Sigma^{i'}.$$

On a évidemment $M(s)M(s') = M(ss')$ identiquement, et l'on définirait de façon duale les J $\times$ J matrices N(s) n'ayant cette fois qu'un élément non nul au plus par colonne.

D'après ($\star$), l'équation en $\bar{x}$, $\bar{a}\bar{x} = \bar{a}'$, entre éléments de $\overline{A}^\star$ possède au plus une solution. Soit $\overline{\overline{A}}$ le sous-ensemble des $\bar{x} \in \overline{A}^\star$ tels que pour au moins un $\bar{x}'$, $\bar{x}\bar{x}' = \bar{e}(= \varphi_1 e)$. $\overline{\varphi}_1^{-1}\overline{\overline{A}}$ coïncide avec l'ensemble

$$\{s \in S : \Sigma_1^1 s \cap \Sigma_1^1 \neq \emptyset\} = \{s \in S : \Sigma_1^1 s = \Sigma_1^1\}$$

et est un groupe puisque tout élément de $\overline{\overline{A}}$ possède un inverse unique. Enfin $\tilde{A} = \overline{A}^\star - (O \cup \overline{\overline{A}})$ est vide si et seulement si Σ est A-élémentaire et, sinon, $\overline{A}^\star$ (et par conséquent A), contiennent une suite infinie d'idéaux à droite $\{a^n A\}$ $(a \in \tilde{A})$ tous distincts.

Dans tous les cas ([2]), si $\overline{\overline{B}}$ est le groupe défini de façon duale dans $\overline{B}_1$, la correspondance $\sigma_1^1 a = b\sigma_1^1$ établit un isomorphisme entre $\overline{\overline{A}}$ et $\overline{\overline{B}}$.

Il s'en déduit ([3]) la possibilité de montrer que M(s) ne dépend pas du choix des σ_1^i (à une transformation près par des matrices diagonales à coefficients dans $\overline{\overline{A}}$).

Relation entre les deux représentations. — On suppose désormais que Σ est une $\mathfrak{E}_S$-classe élémentaire. On peut représenter par un élément unique σ_0

l'ensemble $S\Sigma S\text{-}\Sigma$ et l'on fait l'hypothèse que les a_1^i et les b_j^1 peuvent être choisis de telle façon que $\sigma_1^1 a_1^i b_j^1 = a_1^i b_j^1 \sigma_1^1$, identiquement. On désigne par R la $I \times J$ matrice dont les éléments sont les $a_1^i b_j^1 (\in \overline{\overline{A}} \cup O)$ et par $U = \{ s : \forall^{i,j}\ a_1^i s b_j^1 \sigma_1^1 = \sigma_1^1 a_1^i s b_j^1 \}$.

On a donc pour tout $u \in U$: $M(u)R = RN(u) = R(u)$ puisque $r_i^j(u)$ est la valeur commune dans $\overline{\overline{A}} \cup O$ de

$$\sigma_1^1 a_1^i u b_j^1 = m_i^{i'}(u) \sigma_1^1 a_1^{i'} b_j^1 \qquad \text{et} \qquad a_1^i u b_j^1 \sigma_1^1 = a_1^i b_{j'}^1 \sigma_1^1 n_{j'}^j(u),$$

i' et j' étant les indices (uniques s'ils existent) tels que $m_i^{i'}(u)$ et $n_{j'}^j(u)$ ne soient pas nuls. Il résulte de cette équation que U est un demi-groupe ainsi que le sous-ensemble V (qui peut être vide) des $v \in U$ tels qu'il existe une $J \times I$ matrice $T(v)$ satisfaisant $M(v) = RT(v)$ et $N(v) = T(v)R$. En particulier, si Σ est identifiable à S lui-même et si Σ correspond à une $\overline{\omega}$ classe élémentaire et régulière D de S, $S = U$, V contient D et $T(v)$ est la représentation de Clifford ([4]) avec la multiplication $T(v)RT(v') = T(vv')$.

([1]) *Ann. Math.*, 54, 1951, p. 163-172.
([2]) G.-B. Preston, *Bull. Am. Math. Soc.*, 63, 1957, Abst., n° 651.
([3]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1994 et 2219.
([4]) *Trans. Amer. Math. Soc.*, 82, 1956, p. 270-280.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Domination et opérateurs paraboliques.* Note (*) de M. **François Trèves**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Comme il a été fait ([1]) pour les hyperboliques, on caractérise les opérateurs différentiels paraboliques (au sens de Petrowsky) exclusivement par leurs propriétés de domination ([2]), ceci d'abord dans le cas des coefficients constants et, ensuite, dans celui des coefficients variables.

La plupart des notations et des définitions de ([1]) sont conservées. Les seules modifications sont les suivantes : m ne désignera plus le degré total de $P(x, y)$ mais uniquement son degré en y_1. $P(x, D)$ sera toujours normal. Nous poserons $P_1(x, y) = (1/2i\pi)(\partial/\partial y_1) P(x, y)$. Pour chaque entier $p \geqq 0$, nous noterons $P_{m,p}(x, y)$ la partie de $P(x, y)$ telle que $P_{m,p}(x, y_1^p, y^0)$ soit homogène de degré mp.

Nous dirons avec Petrowsky ([3]) que $P(D)$ est *p-parabolique* s'il existe un entier $p \geqq 0$ tel que $P(y_1^p, y^0)$ soit de degré mp et que, lorsque y^0 parcourt la sphère $|y^0| = 1$ de R^{n-1}, les parties imaginaires des racines du polynome $P_{m,p}(y_1, y^0)$ en y_1 restent supérieures à un nombre $\sigma > 0$ fixe. Ces conditions exigent, d'ailleurs, que p soit un entier pair $\geqq 2$.

Nous dirons que $P(x, D)$ est *p-parabolique dans un ouvert* Ω de R^n si, quel que soit $x_0 \in \Omega$, $P(x_0, D)$ est p-parabolique.

L'équivalent du théorème 1 de (1) est constitué, ici, par le résultat :

THÉORÈME 1. — *Soit p un entier pair $\geqq 2$ tel que $P(y_1^p, y^0)$ soit de degré mp. Pour que $P(D)$ soit p-parabolique, il faut et il suffit qu'il possède l'une des propriétés équivalentes suivantes :*

(*a*) $P(D)$ *équidomine les* D^r *vérifiant* $pr_1 + r_2 + \ldots + r_n \leqq mp - 1$ *suivant la base de domination [voir (2)] constituée par les* $\exp(-hx_1)$ *avec* $h \geqq 0$.

(*b*) *Il existe une constante A finie telle que, pour tout* $y \in R^n$ *et tout* $h \geqq 0$:

$$(|y^0|^p + |y_1 - ih|)^m \leqq A\,|P_{m,p}(y_1 - ih, y^0)|.$$

(*c*) *Il existe* $A_1 < +\infty$ *telle que, pour toute* $\varphi \in \mathcal{D}$ *et tout* $h \geqq 1$:

$$\sum_{k=1}^{p} h^{\frac{k}{p}} \left\{ \sum_k \| e^{-hx_1} D^r \varphi \|_{L^2} \right\} \leqq A_1 \| e^{-hx_1} P(D) \varphi \|_{L^2},$$

où l'on somme, dans $\sum_k$, *par rapport aux r qui vérifient* $pr_1 + r_2 + \ldots + r_n \leqq mp - k$.

(*d*) *Il existe* $A_2 < +\infty$ *telle que, pour toute* $\varphi \in \mathcal{D}$ *et tout* $h \geqq 1$:

$$\sum_{\frac{p}{2}} \| e^{-hx_1} D^r \varphi \|_{L^2}^2 + h \sum_{p} \| e^{-hx_1} D^r \varphi \|_{L^2}^2 \leqq A_2 \operatorname{Re}(e^{-hx_1} P(D) \varphi, e^{-hx_1} P_1(D) \varphi)_{L^2}$$

où $\sum_{p/2}$ *et* $\sum_p$ *ont la signification définie en* (*c*.)

Introduisons les dérivations d'ordre non entier D^s[$s \in R_+^n$; *voir* (4)]. Il y a une différence essentielle entre le cas parabolique et le cas hyperbolique (outre à celle évidente qui nous contraint, ici, à ne considérer que les $h \geqq 0$) : elle tient à la présence de l'exposant m dans le premier membre de l'inégalité de (*b*), alors que pour le cas hyperbolique, nous avions rencontré l'exposant $m - 1$. Ce fait a notamment pour conséquence le résultat suivant :

THÉORÈME 1'. — *Soit p comme dans le théorème 1. Pour que $P(D)$ soit p-parabolique, il faut et il suffit qu'il possède l'une des propriétés équivalentes ci-dessous :*

(*a'*) *Quel que soit k réel* > 0, $P(D)$ *équidomine les* D^s, *où* $s \in R_+^n$ *vérifie* $ps_1 + s_2 + \ldots + s_n \leqq mp - k$, *suivant la base de domination constituée par les* $\exp(-hx_1)$ *avec* $h \geqq 0$.

(*c'*) *Il existe* $A_1 < +\infty$ *telle que, pour toute* $\varphi \in \mathcal{D}$, *tout* $h \geqq 1$ *et tout* $s \in R_+^n$ *vérifiant* $ps_1 + s_2 + \ldots + s_n \leqq mp$, *on ait*

$$h^{\frac{k}{p}} \| e^{-hx_1} D^s \varphi \|_{L^2} \leqq A_1 \| e^{-hx_1} P(D) \varphi \|_{L^2} \qquad (k = mp - ps_1 - s_2 - \ldots - s_n).$$

Ces propriétés soulignent la profonde différence qu'il y a, au point de vue de la domination, entre paraboliques et elliptiques. Par exemple, le laplacien ne domine aucun opérateur du premier ordre, alors que l'opérateur de la

chaleur $\partial/\partial t - \sum_{j=1}^{n} (\partial/\partial x_j)^2$ domine tous les $(\partial/\partial x_j)^s$ pourvu que s réel soit < 2, et aussi $(\partial/\partial t)^\sigma$ pourvu que $\sigma < 1$.

On pourrait énoncer, pour les paraboliques, un résultat analogue au théorème 2 de ([1]). Mais nous avons préféré énoncer un résultat un peu plus général, concernant les opérateurs hypoelliptiques.

On donne une variété C^∞ V et une famille $P(v, D_x)$ d'opérateurs à coefficients constants sur R^n dépendant du point v de V.

On suppose satisfaites les trois hypothèses suivantes :

1° $P(v, D)$ est hypoelliptique pour tout $v \in V$;

2° Quels que soient v_1, $v_2 \in V$, il existe deux nombres finis A_1, A_2 tels que

$$|P(v_1, y)| \leq A_1(1 + |P(v_2, y)|) \leq A_2(1 + |P(v_1, y)|) \qquad \text{pour tout } y \in R^n.$$

3° Les coefficients de $P(v, D_x)$ sont des fonctions C^∞ sur V.

Notons μ le plus grand nombre réel tel que $|y|^\mu/(1 + |P(v, y)|)$ soit une fonction bornée sur R^n; μ est indépendant de v et Hörmander ([5]) a montré qu'il était > 0. Dans le cas elliptique, μ est l'ordre des opérateurs $P(v, D)$.

Théorème 2. — *Sous les hypothèses précédentes, il existe une application* $v \to E(x, v)$ C^∞ *sur* V, *à valeurs dans* $\mathcal{L}_x^{2-[n/2]-1+\mu}$, *telle que*

$$P(v, D_x)E(\delta x, v) = {}_x \qquad \text{pour tout } v \in V.$$

Enfin, l'équivalent du théorème 3 de ([1]) constitue l'énoncé suivant :

Théorème 3. — *Soit* Ω *un ouvert de* R^n. *On suppose qu'il existe un entier pair* $p \geq 2$ *tel que* $P(x_0, y_1^p, y^0)$ *soit un polynome en* y *de degré mp, quel que soit* $x_0 \in \Omega$. *Alors, pour que* $P(x, D)$ *soit p-parabolique dans* Ω, *il faut et il suffit qu'il possède l'une des propriétés équivalentes suivantes :*

(a'') *Quels que soient le nombre réel* $\alpha > 0$ *et le point* x_0 *de* Ω, *il existe un voisinage ouvert* $U_\alpha(x_0)$ *de* x_0 *tel que* $P(x, D)$ *équidomine, sur* $U_\alpha(x_0)$, *les* D^s, *où* $s \in R_+^n$ *vérifie* $ps_1 + s_2 + \ldots + s_n \leq mp - \alpha$, *suivant la base de domination constituée par les* $\exp(-hx_1)$ *avec* $h \geq 0$.

(c''). *A tout ouvert borné* U *tel que* $\overline{U} \subset \Omega$ *correspond* $A_U < +\infty$ *telle que, pour toute* $\varphi \in \mathcal{D}(U)$, *tout* $h \geq 1$ *et tout* $s \in R_+^n$ *vérifiant* $ps_1 + s_2 + \ldots + s_n \leq mp$, *on ait*

$$h^{\frac{k}{p}} \| e^{-hx_1} D^s \varphi \|_{L^2} \leq A_U \| e^{-hx_1} P(x, D)\varphi \|_{L^2} \qquad (k = mp - ps_1 - s_2 - \ldots - s_n).$$

(d'') *A tout ouvert borné* U *tel que* $\overline{U} \subset \Omega$ *correspond* $A_U < +\infty$ *telle que, pour toute* $\varphi \in \mathcal{D}(U)$ *et tout* $h \geq 1$, *on ait*

$$\sum_{\frac{p}{2}} \|e^{-hx_1} D^r \varphi\|_{L^2}^2 + h \sum_{p} \| e^{-hx_1} D^r \varphi \|_{L^2}^2 \leq A \operatorname{Re}(e^{-hx_1} P(x, D)\varphi, e^{-hx_1} P_1(x, D)\varphi)_{L^2}.$$

$\sum_{p/2}$ et $\sum_{p}$ ont la même signification que dans l'énoncé du théorème 1.

On pourrait ajouter bien d'autres conditions équivalentes à (a''), (c'') et (d''). Par exemple, on remarque que (c'') implique la propriété (a'') où l'on aurait remplacé $U_\alpha(x_0)$ par un ouvert borné U quelconque (pourvu que $\overline{U}\subset\Omega$). Inversement, on pourrait remplacer, dans (c''), U par un voisinage de x_0 qui dépendrait de s (x_0 parcourant Ω). Tous les passages du local aux ouverts bornés, et vice versa, sont légitimes. D'autre part, on peut remplacer, dans (c''), la condition $ps_1+s_2+\ldots+s_n\leqq pm$ par $ps_1+s_2+\ldots+s_n\leqq mp-1$. Par contre, nous ignorons s'il est permis de se restreindre, dans (a''), aux réels $\alpha\geqq 1$.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 680.

(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1200.

(3) I. Petrowsky, *Bull. Univ. Moscou*, 7, 1938, p. 1-74.

(4) L. Schwartz, *Théorie des distributions*, II, p. 30.

(5) L. Hörmander, *Thèse* (*Acta Mathematica*, 94, 1955, p. 218-241). Les hypothèses et la preuve du théorème 2 de la présente Note sont directement issus de la caractérisation des opérateurs hypoelliptiques à coefficients constants donnée par Hörmander dans sa Thèse.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la définition des fonctions de matrices.* Note (*) de M. **Yehiel Lehrer**, présentée par M. Jacques Hadamard.

On donne une définition des fonctions de matrices applicable aux fonctions polyvalentes.

Diverses définitions de la valeur $f(A)$ où A est une matrice carrée et $f(z)$ une fonction complexe de la variable complexe z ont été données par J. J. Sylvester-A. Buchheim (1), E. Weyr (1), G. Frobenius, E. Cartan (1), (2), L. Fantappié (1), G. Giorgi (1), H. Schwerdtfeger (1), M. Cipolla (1) et H. Richter (1). L'équivalence entre ces définitions a été étudiée par R. F. Rinehart (1).

K. W. Wagner (3) et L. Fantappié (4) donnent des méthodes pratiques pour calculer $f(A)$ comme une combinaison linéaire de I, A, A^2, ..., A^{n-1}, où n est l'ordre de la matrice A ou le degré de son polynome minimal. On peut arriver à la formule de Wagner (3) par une voie différente (5) et employer cette formule pour définir (5) $f(A)$. Cette définition est équivalente à la définition Sylvester-Buchheim.

J. von Neumann (2), V. Amato (1), G. Andreoli (1) et H. Richter (1) ont remarqué que pour des fonctions polyvalentes $f(z)$ il y a des valeurs de $f(A)$ qui échappent à la définition habituelle (polynomiale). H. Richter (1) expose une méthode par laquelle on peut récupérer des valeurs de $f(A)$ dans le cas où la fonction polyvalente $f(z)$ est une fonction inverse d'une fonction analytique.

On donne une généralisation de la définition formulée en ([5]), qui est applicable aux fonctions polyvalentes.

En désignant par $X \equiv (x_{ij})$ une matrice d'ordre n avec des éléments x_{ij} indéterminés du champ complexe, $\vec{\xi} \equiv (\xi_1, \xi_2, \ldots, \xi_n)$ n valeurs indéterminées du champ complexe et $f(z)$ une fonction complexe de la variable complexe z, on peut définir les n^2 expressions suivantes :

$$f_{ij}(X) = x_{ij}^{(0)} S_0(\vec{\xi}) + x_{ij}^{(1)} S_1(\vec{\xi}) + \ldots + x_{ij}^{(n-1)} S_{n-1}(\vec{\xi}) \tag{1}$$

où $x_{ij}^{(r)} = \sum_k x_{ik}^{(r-1)} x_{kj}$, $i, j, k = 1, 2, \ldots, n$, $x_{ij}^{(0)} = \delta_{ij}$ (delta de Kronecker), et les fonctions $S_r(\vec{\xi})$ sont des fonctions symétriques généralisées de Schur, définies par

$$S_r(\vec{\xi}) = \frac{v_r(\vec{\xi})}{v(\vec{\xi})} \qquad (r = 0, 1, \ldots, n-1) \tag{2}$$

où $v(\vec{\xi})$ est le déterminant de Vandermonde $|\xi_j^{i-1}|$ et $v_r(\vec{\xi})$ est le déterminant obtenu de $v(\vec{\xi})$ en substituant à la ligne $\xi_1^{r-1}, \xi_2^{r-1}, \ldots, \xi_n^{r-1}$ la ligne $f_{d_1}(\xi_1), f_{d_2}(\xi_2), \ldots, f_{d_n}(\xi_n)$ où les indices $(d_1, d_2, \ldots, d_n) \equiv \vec{d}$ signifient les déterminations (égales ou différentes) de la fonction $f(z)$.

Définition. — A étant une matrice d'ordre n dont le polynome caractéristique a des racines $\vec{\lambda} \equiv (\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_n)$ on peut définir l'élément ij de la matrice $f(A)$ par toutes les déterminations possibles de la limite :

$$[f(A)]_{ij} = \lim f_{ij}(X), \tag{3}$$

où $f(X)$ est défini par (1) et la limite est pour : $X \to A$ et $\vec{\xi} \to \vec{\lambda}$. Pour tous les éléments de la matrice en (3), les déterminations $\vec{d}$ et les chemins $X \to A$, $\vec{\xi} \to \vec{\lambda}$ restent les mêmes.

Cette définition peut donner (dans le cas des fonctions polyvalentes) des valeurs différentes pour $f(A)$ selon les divers chemins $X \to A$, $\vec{\xi} \to \vec{\lambda}$ et selon les diverses déterminations $\vec{d}$.

Exemple. — Dans le cas où $X = \begin{pmatrix} x_{11} & x_{12} \\ x_{21} & x_{22} \end{pmatrix}$, $\vec{\xi} = (\xi_1, \xi_2)$, $A = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ et $f(z) = \pm\sqrt{z}$ on obtient de (1) pour $\vec{d} = (+, +)$

$$f_{ij}(X) = \frac{\sqrt{\xi_1 \xi_2}}{\sqrt{\xi_1} + \sqrt{\xi_2}} \delta_{ij} + \frac{1}{\sqrt{\xi_1} + \sqrt{\xi_2}} X_{ij} \qquad i, j = 1, 2.$$

Si $X \to A$ et $(\xi_1, \xi_2) \to (0, 0)$ par le chemin déterminé par

$$X = \begin{pmatrix} \alpha(\sqrt{\xi_1} + \sqrt{\xi_2}) & \alpha\beta(\sqrt{\xi_1} + \sqrt{\xi_2}) \\ \dfrac{-\alpha(\sqrt{\xi_1} + \sqrt{\xi_2})}{\beta} & -\alpha(\sqrt{\xi_1} + \sqrt{\xi_2}) \end{pmatrix}, \qquad \xi_1 = \xi^2, \qquad \xi_2 = \xi, \qquad \xi \to 0$$

on obtient alors de la définition ([3]) $\sqrt{A}=\begin{pmatrix} \alpha & \alpha\beta \\ -\alpha/\beta & -\alpha \end{pmatrix}$ qui est la solution générale. On remarquera ([4]) que la définition de Cipolla applicable aux fonctions polyvalentes donne pour $\sqrt{\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}}$ la seule valeur $\begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$.

(*) Séance du 3 février 1958.

([1]) R. F. RINEHART, *Amer. Math. Monthly*, 62, 1955, p. 395-414.

([2]) H. SCHWERDTFEGER, *Math. Rev.*, 16, 1955, p. 1099.

([3]) K. W. WAGNER, *Einfuehrung in die Lehre von Schwingungen und Wellen*, p. 588, *Dietrich'sche Verlagsbuchhandlung*, Wiesbaden, 1947.

([4]) L. FANTAPPIÈ, *Anais Acad. Brasil Ci*, 26, 1954, p. 25-33.

([5]) Y. LEHRER, *Rend. Circ. Matem. Palermo*, 6, 1957, p. 103-109.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'identification d'une classe de fonctions (non nécessairement sommables) avec des distributions.* Note (*) de M. **S. Lojasiewicz**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

En utilisant des méthodes de M. Denjoy on obtient une correspondance biunivoque entre certaines classes de fonctions et de distributions. Cette correspondance renferme la correspondance naturelle entre les fonctions localement intégrables au sens de Denjoy et les distributions ainsi que la correspondance naturelle entre les fonctions et les distributions qui possèdent une valeur ([1]) partout.

Un article ultérieur donnera les démonstrations.

1. Nous dirons qu'une distribution T d'une variable est régulière en un point c, si sa primitive possède une valeur en c. Si les distributions T_1 et T_2 sont régulières en c, il existe une unique distribution T, régulière en c, telle que $T = T_1$ pour $x < c$ et $T = T_2$ pour $x > c$.

Soit $\mathfrak{U}$ la classe de distributions qui sont régulières en chaque point de la droite numérique. Pour toute distribution $T \in \mathfrak{U}$ et pour tout intervalle Δ il existe une distribution unique $T_\Delta \in \mathfrak{U}$ telle que $T_\Delta = T$ à l'intérieur de Δ et $T_\Delta = 0$ à l'extérieur de Δ.

Soit $T \in \mathfrak{U}$ et soit F un ensemble fermé $\left(\text{on a } \complement F = \sum \Delta_i, \text{ où } \Delta_i \text{ sont des intervalles disjoints}\right)$. Nous dirons que l'ensemble F est régulier par rapport à T, si la série

$$\sum_{\Delta_i \subset \Delta} T_{\Delta_i}$$

converge (indépendamment de l'ordre des termes) vers une distribution de $\mathfrak{U}$, quel que soit l'intervalle Δ. On a alors

$$T_F = T - \sum T_{\Delta_i} \in \mathfrak{U}.$$

2. A chaque classe $\mathfrak{T} \subset \mathfrak{U}$ associons une classe $\mathfrak{T}^*$ définie comme suit. $T \in \mathfrak{T}^*$ veut dire que $T \in \mathfrak{U}$ et qu'il existe un ensemble F régulier par (rapport à T) tel que :

1° $T_F \in \mathfrak{T}$;

2° $T_\Delta \in \mathfrak{T}$ pourvu que Δ soit un intervalle fini pour lequel $\bar{\Delta} \subset \complement F$. Soit $\mathcal{L}$ la classe de distributions qui sont des fonctions localement sommables sur la droite numérique. Soit $\{\mathcal{L}_\xi\}_{\xi<\Omega}$ une suite transfinie définie par $\mathcal{L}_0 = \mathcal{L}$ et $\mathcal{L}_\alpha = \left(\sum_{\xi<\alpha} \mathcal{L}_\xi\right)^*$.

Théorème. — *La classe* $\mathcal{F} = \sum_{\xi<\Omega} \mathcal{L}_\xi$ *coïncide avec la classe des distributions* $T \in \mathfrak{U}$ *qui satisfont la condition suivante : chaque ensemble fermé contient une portion* P *régulière par rapport à* T *et telle que* T_p *est une fonction sommable.*

On montre que $\mathcal{F}$ est un module sur l'anneau $\mathcal{E}$ des fonctions indéfiniment dérivables.

Théorème 2. — *La classe* $\mathcal{F}$ *contient toutes les distributions qui possèdent une valeur partout sauf sur un ensemble au plus dénombrable.*

3. Soit $T \in \mathfrak{U}$ et soit x_0 un point quelconque de la droite numérique. Si l'on peut trouver un ensemble F régulier par rapport à T de façon que :

1° x_0 soit un point de densité de F,

2° T_F soit une fonction (sommable) dont la restriction f à l'ensemble F est continue en x_0;

nous appellons $T_a(x_0) = f(x_0)$ la valeur approximative de T en x_0. Cette définition ne dépend pas de F.

Il peut arriver qu'une distribution T possède une valeur approximative ainsi qu'une valeur ordinaire en un point x_0 et que l'on ait $T_a(x_0) \neq T(x_0)$.

Théorème 3. — *Si* $T \in \mathfrak{U}$ *et si* $T(x)$ *et* $T_a(x)$ *existent partout dans un ensemble mesurable* E, *alors* $T(x) = T_a(x)$ *presque partout dans* E.

Théorème 4. — *Chaque distribution* $T \in \mathcal{F}$ *possède une valeur approximative presque partout.*

On montre que la correspondance entre les distributions $T \in \mathcal{F}$ et les fonctions f (définies presque partout) donnée par

$$(\bigstar) \qquad T_a(x) = f(x)$$

est biunivoque. Elle est un isomorphisme entre les modules sur l'anneau $\mathcal{E}$.

Il résulte des théorèmes 2-4 que la correspondance ($\bigstar$) renferme la correspondance naturelle donnée par

$$T(x) = f(x)$$

entre les distributions T ayant une valeur partout et les fonctions f (²).

4. D'une façon naturelle on fait correspondre à chaque fonction f locale-

ment intégrable au sens de Denjoy une distribution T définie par

$$(\star\star) \qquad (T, \varphi) = (D)\int_a^b f(x)\varphi(x)\,dx.$$

THÉORÈME 5. — *La classe $\mathcal{F}$ contient toutes les distributions associées aux fonctions localement intégrables au sens de Denjoy et la correspondance* ($\star$) *renferme la correspondance* ($\star\star$).

La classe de fonctions f associées aux distributions T selon ($\star$) contient des fonctions qui ne sont pas localement intégrables au sens de Denjoy [par exemple $f(x) = (1/x^p)\sin(1/x^q)$, p et q étant convenablement choisis ([3])]. Si l'on admet

$$\int_a^b f(x)\,dx = (T_{[a,b]}, 1),$$

on obtient une généralisation de l'intégrale de Denjoy.

(*) Séance du 3 février 1958.
([1]) Voir mon article, *Studia Mathematica*, 16, 1957, p. 1-36
([2]) *Voir* ([1]), § 5.
([3]) *Voir* ([1]), nos 3-7.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Solutions intégralement semi-régulières de certaines équations aux dérivées partielles.* Note (*) de M. **Martin Zerner**, présentée par M. Joseph Pérès.

On démontre que, quel que soit n, les solutions intégralement semi-régulières en z de l'équation $(\partial^2 u/\partial x\,\partial y) + A\,(\partial u/\partial x) + B\,(\partial u/\partial y) + Cu = 0$ (où A, B, C sont des opérateurs différentiels en z) sont somme de deux distributions dérivables n fois, et, sous certaines conditions, intégralement semi-régulières en x et y.

Dans toute cette Note, nous nous occuperons de solutions u de l'équation

$$(1) \qquad Lu = \frac{\partial^2 u}{\partial x\,\partial y} + A\frac{\partial u}{\partial x} + B\frac{\partial u}{\partial y} + Cu = 0$$

où A, B et C sont des opérateurs différentiels en $z = (z_1, \ldots, z_l)$ à coefficients indéfiniment dérivables en (x, y, z); u sera toujours supposée intégralement semi-régulière en z.

PROPOSITION. 1. — *Pour tout ouvert borné, il existe un entier p tel que sur cet ouvert, et quel que soit l'entier n, on ait*

$$u = \frac{\partial^p u_{1,n}}{\partial x^p} + \frac{\partial^p u_{2,n}}{\partial y^q},$$

où $u_{1,n}$ (resp. $u_{2,n}$) est une fonction continue ainsi que ses n premières dérivées par rapport à y (resp. x) et toutes leurs dérivées par rapport à z.

l étant un entier, P^l (resp. Q^l) désignera :

— si $l \geq 0$ la l^e dérivée par rapport à x (resp. y);

— si $l < 0$ la l^e itérée d'une primitive s'annulant pour x (resp. y) fixe, d'une fonction continue.

Sur l'ouvert considéré, u est d'ordre fini p et intégralement semi-régulière en z, donc possède une décomposition de la forme

$$u = \sum_{k=0}^{p} P^{p-k} Q^k C_{k,0},$$

où les $C_{k,0}$ sont des fonctions continues ainsi que toutes leurs dérivées par rapport à z.

Démontrons que, quel que soit l'entier positif m, u possède une décomposition de la forme

$$u = \sum_{k=0}^{m+p} P^{p-k} Q^{k-m} C_{k,m}.$$

Il la possède déjà pour $m = 0$, supposons qu'il la possède pour $m = m_0$:

$$u = \sum_{k=0}^{p+m_0} P^{p-k} Q^{-m_0+k} C_{k,m_0}$$

alors, $\partial^2 u/\partial x\, \partial y$ est, d'après (1), de la forme

$$v = \sum_{k=0}^{p+m_0} (P^{p-k+1} Q^{k-m_0} C'_{k,m_0} + P^{p-k} Q^{k+1-m_0} C''_{k,m_0}) = \sum_{k=0}^{p+m_0+1} P^{p-k+1} Q^{k-m_0} C'''_{k,m_0},$$

mais sur un ouvert convexe (cas qui suffit pour la démonstration), nous savons résoudre explicitement l'équation $\partial^2 u/\partial x\, \partial y = v$, ce qui donne

$$u = \sum_{k=0}^{p+m_0+1} P^{p-k} P^{k-(m_0+1)} C'''_{k,m_0} + P^p C'_{m_0}(x, z) + Q^p C''_{m_0}(y, z),$$

où C'_{m_0}, C''_{m_0} sont continues ainsi que toutes leurs dérivées par rapport à z (les exposants de P, Q sont p dans les deux derniers termes car sinon l'ordre de u serait $> p$). C'est bien une décomposition de la forme voulue pour $m = m_0 + 1$.

Si maintenant nous posons $n = [m - p]/2$, n peut être aussi grand que nous voulons et la décomposition que nous venons de trouver peut s'écrire

$$u = \frac{\partial^p u_{1,n}}{\partial x^p} + \frac{\partial^p u_{2,n}}{\partial y^p}$$

avec les propriétés annoncées.

Proposition 2. — *Lorsque les trois conditions suivantes sont remplies :*

a. Il existe deux entiers positifs q, r tels que l'équation $Lu = v$ *où v est une*

fonction donnée q fois continûment dérivable en (x, y) ainsi que toutes ses dérivées par rapport à z — possède une solution r fois continûment dérivable par rapport à (x, y) ainsi que toutes ses dérivées en z.

b. Étant donnée une distribution T_0 en (x, z) intégralement semi-régulière en z, (1) possède une solution intégralement semi-régulière en (y, z) prenant la valeur T_0 pour $y = 0$; cette propriété reste vraie quand on échange les rôles de x et y.

c. Toute solution de (1) qui est une distribution localement d'ordre fini en x à valeurs dans $\mathcal{E}_y^r(\mathcal{E}_z)$ et nulle pour $y = 0$ est dans $\mathcal{E}_y^r(\mathcal{E}_{x,z})$; cette propriété reste vraie quand on échange les rôles de x et y.

Alors $u = u_1 + u_2$ où u_1 (resp. u_2) est une solution distribution intégralement semi-régulière en (y, z) [resp. en (x, z)].

En effet, d'après le lemme de ma Note ([1]), si l'on prend n assez grand, $v = L(\partial^p u_{1,n}/\partial x^p) = - L(\partial^p u_{2,n}/\partial y^p)$ est q fois continûment dérivable ainsi que toutes ses dérivées en z. On enlève à $\partial^p u_{1,n}/\partial x^p$ et ajoute à $\partial^p u_{2,n}/\partial y^p$ la solution dont l'existence est assurée par a, et il suffit ensuite de démontrer notre conclusion pour une solution distribution en x d'ordre localement fini à valeurs dans $\mathcal{E}_y^r(\mathcal{E}_z)$; b. permet alors de se ramener au cas où cette solution s'annule pour $y = 0$, cas où c permet de conclure.

Proposition 3. — *Lorsque L ne contient que les deux variables indépendantes x et y, toutes les solutions de (1) sont somme d'une solution intégralement semi-régulière en x et d'une solution intégralement semi-régulière en y.*

Nous allons montrer que les trois conditions de la proposition 2 sont satisfaites.

a l'est notoirement pour tout entier avec $r = q$.

Pour démontrer b on décompose d'abord T en la somme de deux distributions de $\mathcal{D}_x'^{+}$ et $\mathcal{D}_x'^{-}$ respectivement, on se ramène ensuite à un problème avec second membre intégralement semi-régulier en y et valeurs nulles sur les deux axes. On construit une solution par composition avec le noyau de Green. Le fait que ce dernier est la restriction à un quart de plan d'une fonction indéfiniment dérivable permet de vérifier que la solution obtenue est bien intégralement semi-régulière.

Enfin soit w une solution distribution localement d'ordre fini en x à valeurs dans $\mathcal{E}_y^0$ et nulle pour $y = 0$. Sa restriction à $y \geqq 0$ est encore une solution. Par multiplication par une fonction indéfiniment dérivable sans zéro, nous pouvons la rendre solution d'une équation

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x\, \partial y} + b' \frac{\partial w}{\partial y} + c' w = 0.$$

Faisons alors la convolution en y avec $Y(y)$, l'équation devient

$$\frac{\partial w}{\partial x} = M w,$$

où l'ordre de $M w$ est au plus égal à celui de w, ce qui n'est possible que si w est indéfiniment dérivable par rapport à x.

Remarques. — 1° La propriété *c* se démontre de la même façon pour

$$L = \frac{\partial^2}{\partial x \, \partial y} + a \frac{\partial}{\partial x} + b \frac{\partial}{\partial y} + C$$

où a et b sont des fonctions indéfiniment dérivables de (x, y, z) et C un opérateur différentiel en z.

2° Dans le cas de deux variables indépendantes, si les coefficients sont analytiques, le noyau de Green l'est aussi à l'intérieur de son support, la solution donnée par b est alors une dérivée par rapport à x d'une fonction analytique de y et il est classique [2] que w est somme d'une fonction analytique en x et d'une fonction analytique en y.

(*) Séance du 3 février 1958.
(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 686.
(2) J. Le Roux, *J. Math.*, 1898.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Une classe d'équations intégrales liées à des métriques variationnelles à indicatrices centrées.* Note de M. **Marcel Coz**, transmise par M. Georges Bouligand.

Remarques complémentaires sur les modèles introduits par M. Bouligand [1]. Liaison : (Mod Ch') ↔ (Mod Ch''). Exemple d'indicatrice algébrique de degré 12, provenant du schème : fibres, surfaces clivantes (F, Cl) [2].

Les modèles étudiés répondent au choix d'un demi-cône convexe de sommet O, dans la région $z \geqq 0$ par l'entremise d'intégrales $z = J(x, y)$ déduites du demi-cône générateur $z = N(x, y; t)$ convexe quel que soit t, avec

$$J(x, y) = \int_0^{2\pi} N(x, y; t) \, df(t).$$

Une répartition massique positive ayant été donnée sur $r = 1$, on note $f(t)$ la masse portée par l'arc $0 \leqq \lambda \leqq t$ (où λ est l'abscisse angulaire d'un point). Les indicatrices des modèles seront les courbes $J = 1$.

1. Entre ces J, ressortent suivant (B) les (Mod Ch' ou diédral) et (Mod Ch'') donnés par J_1 et J_2

$$J_1(x, y) = \int_0^{2\pi} |x \sin t - y \cos t| \, df(t),$$

$$J_2(x, y) = \int_0^{2\pi} \sqrt{x^2 \cos^2 t + 2xy \sin t \cos t \cos e + y^2 \sin^2 t} \, df(t),$$

avec spécification du cas $e = e_0$ constant, réductible à $2e = \pi$.

Pour $f' = 1$ (densité constante), $J_1 = 4\sqrt{x^2+y^2}$ d'où (R)

$$\text{(R)} \qquad \int_0^{2\pi} |(ax+by)\sin t - (a''x+b'y)\cos t|\,dt = 4\sqrt{(ax+b)^2+(a'x+b')^2}.$$

Conséquences. — *a.* (Mod. Ch') pour a, b, a', b' fonctions continues quelconques de u et de v, livre tous les espaces de Riemann. A mon résultat dans ce sens par recours à (F, Cl) s'en adjoint ici un plus complet fourni par (Mod. Ch'), car en y respectant la dimension, on réalise au besoin les circonstances topologiques variées prévues dans (B).

b. Liaison (Mod. Ch') $\leftrightarrow$ (Mod. Ch''). En posant

$$4\mathrm{K}[e(\alpha), t] = \int_0^{2\pi} \left|\cos(\alpha - t)\cos\frac{e}{2}\sin u - \cos(\alpha+t)\sin\frac{e}{2}\cos u\right| du.$$

On a exprimé (Mod. Ch'), on passera à (Mod. Ch'') par

$$(1) \qquad J_2(\cos\alpha, \sin\alpha) = \int_0^{2\pi} \mathrm{K}[e(\alpha), t]\,df(t).$$

Il intervient une opération linéaire par rapport à f tandis que la dépendance vis-à-vis de $e(\alpha)$ est en général plus complexe.

Le passage Π : (Mod. Ch'') $\leftrightarrow$ (Mod. Ch') n'entre ainsi dans la catégorie des problèmes linéaires que pour e fonction donnée de α; d'où intérêt renforcé du cas $e = e_0$ déjà cité, alors

$$8\mathrm{K}[e_0, t] = \sqrt{2}\int_0^{2\pi} \left|\cos(\alpha - t)\sin u - \cos(\alpha+t)\cos u\right| du.$$

On ne saurait réaliser Π en recourant à une répartition d'un nombre fini de masses ponctuelles : une combinaison linéaire finie de cotes de points, de même projection (x, y), situés sur des cônes du second degré d'axe Oz, ne peut reproduire la cote propre à un dièdre.

2. Avec J_2, dans le cas particulier $e = e_0$ une liaison naturelle se fait entre les *coefficients de Fourier* (C. F.) de f' et les coefficients tayloriens de J_2 ici $(J_{2,0})$. Aprés réduction, on a

$$J^*_{2,0}(\cos\alpha, \sin\alpha) = \int_{-\pi}^{+\pi} (1 + \cos\alpha\cos 2t)^{\frac{1}{2}} f'(t)\,dt.$$

Ayant développé le noyau par le binome et introduit les (C. F.) de f' qui admet la période π, on obtient $J^*_{2,0}$ par une série uniformément convergente de terme général $A_n \cos^n 2\alpha$. La matrice (M) de l'opération linéaire infinie menant des (C. F.) : $\{a_i\}$ aux $\{A_i\}$ se dédouble en deux matrices triangulaires suivant

processus *pair-impair*. A la relation initiale $A_0 = a_0$ s'adjoignent :

$$-2^{2k-1}\frac{2.4\ldots(2k-2)2k}{1.3\ldots(2k-3)}A_{2k} = C_{2k}^{k}a_0 + C_{2k}^{k-1}a_2 + \ldots + C_{2k}^{1}a_{2k-2} + a_{2k},$$

$$2^{2k}\frac{2.4\ldots2k(2k+2)}{1.3\ldots(2k-1)}A_{2k+1} = C_{2k+1}^{k}a_1 + C_{2k+1}^{k-1}a_3 + \ldots + C_{2k+1}^{1}a_{2k-1} + a_{2k+1},$$

avec nombres de combinaisons devant les $\{a_i\}$ des seconds membres. D'où cas préférentiel : analyticité de l'indicatrice : $J_{2,0}^{*}$.

Le cas $e = e_0$ révèle un comportement particulier des $J_{n,0}$:

$$J_{n,0} = \int_0^{2\pi}\left|(x^n\cos^n t + y^n\sin^n t)^{\frac{1}{2}}\right| df(t).$$

Ayant assuré l'égalité des cotes du cône $J_{n,0}$, avec un second I_n affine au cône générateur, pour x nul, y nul, il sera possible d'interpréter les cotes relatives de $J_{n,0}$ et de I_n, en un plan auxiliaire, comme les longueurs de l'arc et de la corde d'un même morceau de courbe, mesurées selon une métrique variationnelle régulière appropriée.

Avec l'inégalité de convexité il suit :

$$(2) \qquad I_1(x, y) \geqq J_{n,0}(x, y) \geqq I_n(x, y).$$

Égalité seulement pour x nul, y nul. Pareille circonstance se retrouvera pour les J_2 généraux $e(\alpha)$ donné.

Il s'ensuit que le choix de $J_{n,0}$ analytique convexe n'assure pas la résolubilité de l'équation intégrale. Il intervient une *condition nécessaire d'encadrement* de la surface du cône $J_{2,0}$ par celles des cônes I_1, I_2.

Par ailleurs, dans le cas spécial $J_{2,0}$, j'ai montré que les différentes répartitions massiques donnant lieu au même I_2 permettent de remplir par des $J_{2,0}$ le domaine de $z = 1$ compris entre I_1 et I_2, cette possibilité de remplissage n'étant pas une validation de réciproque.

Dans le cas $J_{1,0}$ on aura immédiatement l'identité $J_{1,0} \equiv I_1$ ce qui pourra permettre des résultats généraux (B).

3. Il s'agit des seules indicatrices avec axes de symétrie rectangulaires livrées tour à tour par J_1 et J_2. Soient A et B deux sommets non diamétralement opposés. On obtient alors ces résultats.

a. Les ellipses s'obtiennent par J_1 avec une densité constante sur la circonférence $r = 1$ et par J_2 avec une masse unique sur sa partie $0 \leqq u < \pi$.

b. La masse unique prise avec J_1 dans les conditions susdites donne les losanges. On retrouve ces derniers avec J_2 par des masses provenant des valeurs $u = 0$, $u = \pi/2$ livrant A et B respectivement.

Ce cas limite ne se réalise dans le schéma (F, Cl) que sous annulation du jacobien $(\mathbf{M}_u, \mathbf{M}_v, \mathbf{M}_w)$, étant respectée toutefois la biunivocité locale.

4. Voici maintenant le cas d'indicatrice algébrique provenant des plans

clivants $x = \theta$ et des ∞^2 fibres $y = v$, $z = f(u, x)$ en imposant à f d'être croissante en u : pour $0 \leqq \theta < 1$, on a

$$J_2^*(du, dv) = \int_0^1 \sqrt{(1 + f_x)^2\, du^2 + f_u^2\, dv^2}\, dx.$$

Et en prenant pour (F, G) une solution du système

$$f_u G(u, x) = (1 + f_x)^{\frac{1}{2}} = 2FF_x,$$

on obtient l'indicatrice

$$\sqrt{\eta^2} = [\xi^2 + G(u, 1)\eta^2]^{\frac{3}{2}} - [\xi^2 + G(u, 0)\eta^2]^{\frac{3}{2}},$$

algébrique de degré 12.

(1) G. Bouligand, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 345 (B).
(2) M. Coz, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1873.

(*Institut Henri Poincaré*, 11, *rue Pierre-Curie*, *Paris*, 5e.)

Observations au sujet de la Note de M. Marcel Coz, par M. **Georges Bouligand.**

La Note montre l'intérêt d'une étude systématique sur les rapprochements entre modèles et sur les relations d'inégalités auxquels ils donnent lieu. Les modèles qu'on peut tirer du choix (Ch″) lié à une J_2 ou à une J_n ne peuvent finalement s'obtenir, même en cas d'analyticité, qu'en imposant la condition d'encadrement, au départ cachée, que l'auteur établit simplement et utilise pour situer les circonstances exceptionnellement favorables propres au modèle (Ch′).

En outre, le processus qu'il adopte pour rattacher à une J_1 (Conséquence a) tous les espaces de Riemann donne aussi le cas le plus large où les indicatrices sont équivalentes, à une transformation linéaire près; ce cas dérive d'une intégrale analogue à celle du premier membre de (R) (n° 1) où l'on remplace dt par $df(t)$ tandis que a, a', b, b' fonctions de u, v restent soumises aux mêmes hypothèses.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Relations et triangles servant à la résolution ou à l'illustration des problèmes de dépouillements.* Note (*) de M. **Pierre Dufresne**, présentée par M. Émile Borel.

Relations. = Soient un certain nombre de points A, B, C, D, ..., N situés sur un axe dans un ordre quelconque.

Le produit $\overline{KA}.\overline{KB}.\overline{KC}.\overline{KD}\ldots\overline{KN}$ des différents vecteurs ayant le point K pour origine et l'un quelconque des autres points A, B, C, D, ..., N, pour extrémité sera désigné par $\overline{KA}\ldots\overline{KN}$.

Première relation :

$$\frac{1}{\overline{AB}\ldots\overline{AN}}+\frac{1}{\overline{BA}\ldots\overline{BN}}+\ldots+\frac{1}{\overline{KA}\ldots\overline{KN}}+\ldots+\frac{1}{\overline{NA}\ldots\overline{NM}}=0.$$

....

Deuxième relation : Soit X un autre point situé sur le même axe,

$$\frac{\overline{AX}}{\overline{AB}\ldots\overline{AN}}+\frac{\overline{BX}}{\overline{BA}\ldots\overline{BN}}+\ldots+\frac{\overline{KX}}{\overline{KA}\ldots\overline{KN}}+\ldots+\frac{\overline{NX}}{\overline{NA}\ldots\overline{NM}}=0.$$

....

Triangles. — Soit une collection de θ objets dont respectivement $a, b, c, \ldots,$ n appartenant aux familles A, B, C ... N. On suppose que cette collection sera dépouillée objet par objet ce qui donnera $(\theta - 1)$ résultats partiels et un résultat complet, et qu'une condition a été posée à laquelle devront satisfaire les $(\theta - 1)$ résultats partiels et le résultat définitif.

On appelle dépouillement favorable un dépouillement qui satisfait depuis le premier objet sorti jusqu'au dernier à la condition posée.

Le problème consiste à calculer en fonction de $a, b, c, \ldots, n$ et θ les nombres des dépouillements favorables.

Il est toujours possible d'utiliser un lemme très général : « Ou le résultat final, et il est connu à l'avance, vérifie la condition imposée ou il ne la vérifie pas. S'il ne la vérifie pas c'est qu'il n'y a pas de dépouillement favorable; s'il la vérifie c'est la preuve que ce n'est pas le dernier objet sorti de la collection qui peut empêcher un dépouillement d'être favorable. Par suite le nombre des dépouillements favorables des θ objets est la somme de tous les dépouillements favorables possibles des mêmes objets moins un, l'objet retranché appartenant à n'importe quelle famille ».

C'est ce même lemme qui permet d'établir des tableaux ou des triangles imités du triangle arithmétique de Pascal donnant les nombres des dépouillements favorables.

Lorsque les objets appartiennent à deux familles A, B ce seront des tableaux à double entrée établis en fonction de a et de b, de θ et de a, ou de θ et de b.

Lorsque les objets appartiennent à plus de deux familles la représentation n'est pas aussi aisée. Dans le cas de trois familles A, B, C on peut utiliser une suite de tableaux, tous établis en fonction de a et de b par exemple, et chacun correspondant à une valeur déterminée de c.

Tableau donnant en fonction de θ *et de b les nombres de dépouillements différents possibles au cours desquels les objets sortis appartenant à une famille* A *sont toujours plus nombreux que ceux appartenant à une autre famille* B (*Problème du scrutin*).

b................	0	1	2	3	4	5
θ............ 1	1					
2	1					
3	1	1				
4	1	2				
5	1	3	2			
6	1	4	5			
7	1	5	9	5		
8	1	6	14	14		
9	1	7	20	28	14	
10	1	8	27	48	42	
11	1	9	35	75	90	42

(*) Séance du 11 janvier 1954.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Résultats relatifs aux éléments aléatoires prenant leurs valeurs dans un espace de Banach réflexif non séparable.* Note de M. **Albert Badrikian**, présentée par M. Georges Darmois.

L'objet de cette Note est d'étendre aux éléments aléatoires prenant leurs valeurs dans un espace de Banach non séparable et réflexif des résultats obtenus par Mlle Mourier dans le cas séparable.

1° La loi forte des grands nombres pour la convergence forte;

2° Le « théorème de Bochner » généralisé.

1. *Loi forte des grands nombres :*

Théorème. — *Soit* (X_n) *une suite strictement stationnaire d'éléments aléatoires à valeurs dans un espace de Banach* F, *intégrables au sens de Bochner; la suite* $\left(1/n\sum_{i=1}^{n} X_i\right)$ *converge fortement presque sûrement vers une limite* Y *qui est un élément aléatoire du type des* X_n.

Mlle Mourier (¹) a démontré ce théorème en supposant F séparable. Sa démonstration reste valable sans cette restriction car :

1° un élément aléatoire intégrable au sens de Bochner prend presque sûrement ses valeurs dans un sous-espace séparable de F ;

2° le théorème d'Egoroff suivant lequel la limite d'une suite de fonctions mesurables est une fonction mesurable, reste vrai quand ces fonctions prennent leurs valeurs dans un espace métrisable.

2. *Le théorème de Bochner.* — Soit F un Banach *réflexif*, F^* son dual ; $\varphi(x^*)$ une fonction définie sur F^*, fortement continue, de type positif et telle que

$\varphi(0) = 1$. M[lle] Mourier a cherché si φ est la caractéristique d'un élément aléatoire à valeurs dans F ; elle a obtenu le résultat suivant : la réponse est positive si F est séparable et si φ satisfait à une certaine condition dite « condition (C) ».

Nous allons supprimer la restriction « F séparable » et pour cela, suivre une méthode de démonstration différente, et modifier légèrement la condition (C).

Dans tout ce qui suit nous considérons la topologie affaiblie sur F. Soit $\mathcal{F}$ l'ensemble des sous-espaces vectoriels N faiblement fermés de F, de codimension finie : c'est une base de filtre convergeant faiblement vers zéro.

Soit P_N l'homomorphisme canonique de F sur $F_N = F/N$ (F_N, espace vectoriel de dimension finie est muni de la topologie habituelle).

Si $N_1 \subset N_2$ on a un homomorphisme canonique $P_{N_2N_1}$ de F_{N_1} sur F_{N_2} tel que $P_{N_2}(x) = P_{N_2N_1}(P_{N_1}(x))$ pour tout $x \in F$.

Soit en outre $\varphi(x^*)$ une fonction définie sur F^*, fortement continue, de type positif et telle que $\varphi(0) = 1$. La restriction φ_N de φ à un sous-espace vectoriel de F^* de dimension finie est continue et de type positif. Donc d'après le théorème de Bochner classique : φ_N est la transformée de Fourier d'une mesure de Radon positive μ_N sur F_N de masse totale 1.

Pour tout $N \in \mathcal{F}$ on a une mesure positive μ_N sur F_N. La famille des mesures (μ_N) est telle que $\mu_{N_2} = P_{N_2N_1}(\mu_{N_1})$ pour tout $N_1 \subset N_2$.

Il s'agit de chercher s'il existe une mesure abstraite unique μ, définie sur un corps borélien sur F, telle que : pour tout $N \in \mathcal{F}$ on ait $\mu_N = P_N(\mu)$.

Soit A_N un ensemble borélien dans F_N ; on appelle ensemble cylindrique défini par A_N l'ensemble : $A = \overset{-1}{P}_N(A_N)$. Quand N et A_N varient, les ensembles cylindriques forment un corps (ou clan) $\mathcal{B}$ sur F.

Si $A \in \mathcal{B}$ est défini par $A_N \subset F_N$ on pose $\mu(A) = \mu_N(A_N)$.

La fonction $A \to \mu(A)$ définie sur $\mathcal{B}$ est additive. Pour que μ soit prolongeable d'une manière unique il suffit qu'elle soit complètement additive sur $\mathcal{B}$ ou encore que :

Si (E_i) est une suite décroissante d'ensembles cylindriques telle que $\lim_{i \to \infty} \mu(E_i) = l > 0$, alors $\bigcap_{i=1}^{\infty} E_i \neq \emptyset$.

Soit $E_{N_k} \subset F_{N_k}$ ($N_k \in \mathcal{F}$) définissant E_k, et D_{N_k} compact contenu dans E_{N_k} tel que $\mu_{N_k}(D_{N_k}) \geq \mu_{N_k}(E_{N_k}) - (\varepsilon/2^k)$.

D_{N_k} définit un ensemble cylindrique $D_k \subset E_k$ tel que $\mu(D_k) \geq \mu(E_k) - \varepsilon/2^k$.

Posons $C_n = \bigcap_{k=1}^{n} D_k$.

Soit $S(a)$ la boule fermée de F de centre zéro de rayon a ; les ensembles $C_n \cap S(a)$ sont faiblement fermés dans $S(a)$ et forment une suite décroissante. Donc, puisque, F étant réflexif, $S(a)$ est faiblement compacte, si aucun n'est vide, leur intersection est non vide.

A fortiori $\bigcap_{i=1}^{\infty} E_i \neq \emptyset$.

Si nous supposons que φ satisfait à la condition suivante :

Condition (C') : $\inf_{N \in \mathcal{F}} \mu_N[P_N(S(a)] = \rho(a) \to 1$ quand $a \to +\infty$, la démonstration de Mlle Mourier, qui reste valable, montre que : pour a suffisamment grand : $C_n \cap S(a) \neq \emptyset$ pour tout n. Donc μ est prolongeable.

THÉORÈME. — *Si* F *est un espace de Banach réflexif et* $\varphi(x^*)$ *une fonc tion définie positive sur* F^*, *telle que* $\varphi(0) = 1$ *et satisfaisant à la condition* (C'), *il existe un élément aléatoire à valeurs dans* F *dont* φ *est la caractéristique.*

(1) Mlle MOURIER, *Thèse*, 1952, Paris.

STATISTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur une méthode matricielle pour le calcul de la fonction* O. C. *du test binomial de Wald.* Note (*) de M. **JEAN MÉRIC**, présentée par M. Joseph Pérès.

Le test binomal de Wald étant ramené à un problème de marche au hasard dans le plan, suivant la méthode utilisée par M. G. Pólya, la présente Note indique un procédé matriciel pour le calcul de la fonction O. C.

Dans une Note récente (1) nous avons montré comment on pouvait à partir d'une relation de récurrence indiquée par M. G. Pólya, calculer la fonction O.C. du test binomial de Wald, et préciser la forme de cette fonction. Une étude plus précise nécessitait le calcul explicite des coefficients c_0, c_1, ..., c_r de la relation de récurrence, ce qui conduit, dans le cas général à des expressions peu maniables. Nous donnons ici le principe d'une méthode matricielle plus pratique.

La relation de récurrence résulte de l'élimination de $(a-1)$ inconnues entre les a équations d'un système linéaire homogène à a inconnues (2). Ce système est équivalent à une égalité matricielle de la forme

$$A\{K_j\} = \{0\}, \tag{1}$$

A désignant une matrice carrée d'ordre a, dont les éléments a_{ij} sont des polynomes en E. En faisant intervenir les probabilités P_i et l'opérateur I, compte tenu des relations (3)

$$P_i = K_i p^{\xi_i} q^{\eta_i+1}; \qquad IP_i = u E K_i p^{\xi_i} q^{\eta_i+1}.$$

On obtient l'égalité matricielle équivalente à (1)

$$B\{P_i\} = \{0\}, \tag{2}$$

B étant une matrice carrée d'ordre a, dont les éléments b_{ij} sont des polynomes

en I de la forme

$$b_{ij} = \beta_0 + \beta_1 I + \ldots + \beta_s I^s.$$

La division de ces polynomes par I — 1 donne

$$(3) \qquad b_{ij} = (I - 1) q_{ij} + r_{ij}.$$

La matrice B apparaît alors comme la somme de deux matrices

$$(4) \qquad B = (I - 1) Q + R$$

et l'égalité matricielle (2) peut s'écrire

$$(5) \qquad R \{ P_i \} = (1 - I) Q \{ P_i \}.$$

En multipliant les deux membres par $(1 + I + I^2 + \ldots)$, nous obtenons

$$(6) \qquad R \{ (1 + I + I^2 \ldots) P_i \} = Q \{ P_i \}.$$

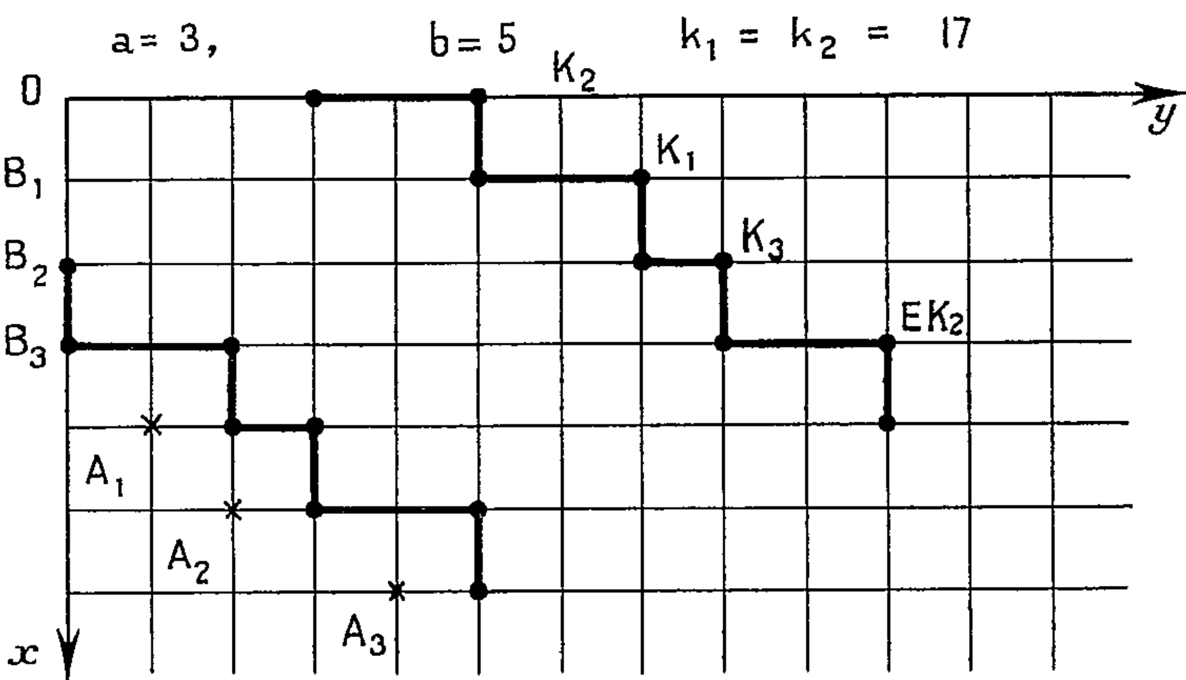
Or, $L_i = (1 + I + I^2 \ldots) P_i$ représente la probabilité que le test se termine par l'acceptation en un point de coordonnées :

$$\zeta_i + \lambda_a, \ \eta_i + 1 + \lambda b \qquad (\lambda = 0, 1, 2, \ldots, \infty)$$

et la somme $\sum_{i=1}^{a} L_i$ n'est autre que la fonction d'efficacité $L(p)$. La relation (6) s'écrit donc encore

$$(7) \qquad \{ L_i \} R^{-1} Q \{ P_i \}.$$

Les coefficients de Q étant des polynomes en I *de degré fini*, le calcul de $Q \{ P_i \}$ fait intervenir un nombre fini de points de P_y. La relation (7) permet donc le calcul de la fonction O. C.



Application numérique. — Elle correspond aux valeurs des constantes :
En exprimant, en fonction des $E^j K_i$ les valeurs de $K(x, y)$ aux points A_1,

A_2, A_3, et en les égalant à zéro, on obtient la relation (1) avec

$$A = \begin{bmatrix} E-20 & 1-9E & 21 \\ 5-10E & 28E & E-20 \\ 28E & E(E-20) & 1-9E \end{bmatrix}.$$

En introduisant les $I^j P_i$, on en déduit la relation (2) avec

$$B = \begin{bmatrix} (I-20u) & v(u-9I) & 21v^2 \\ u(5u-10I) & v.28uI & v^2(I-20u) \\ 28uI & v(I^2-20uI) & v^2(u-9I) \end{bmatrix}$$

La division des b_{ij} par (I — 1) donne (4) avec

$$R = \begin{bmatrix} 1-20u & v(u-9) & 21v^2 \\ u(5u-10) & 28vu & v^2(1-20u) \\ 28u & (1-20u) & v^2(u-9) \end{bmatrix};$$

$$Q = \begin{bmatrix} 1 & -9v & 0 \\ -10u & 0 & v^2 \\ 28u & v[I+1-20] & -9v^2 \end{bmatrix}.$$

La relation (6) permet alors de calculer $\{L_i\}$.

Calcul de $Q\{P_i\}$. — En égalant à 1 les valeurs de $K(x, y)$ aux points O, B_1, B_2, B_3, nous obtenons le système :

$$1 = K_2; \qquad 1 = K_1 - 5K_2; \qquad 1 = -7K_1 + 10K_2 + K_3;$$
$$1 = 21K_1 - 10K_2 + 8K_3 + EK_2$$

qui a pour solution

$$K_1 = 6; \qquad K_2 = 1; \qquad K_3 = 33; \qquad EK_2 = 149.$$

On en déduit P_1, P_2, P_3, IP_2, et finalement

$$Q\{P_i\} = \frac{v^{19}}{u^6}\begin{bmatrix} -3 \\ u \\ 1 \end{bmatrix}.$$

La matrice R^{-1} s'écrit

$$R^{-1} = \frac{1}{v^2}\,\frac{\begin{bmatrix} v^2(372u^2+212u+1), & v^2(u^2-402u+60), & v^2(20u^2+407u+9) \\ v(5u^3+505u^2+62u), & v(20u^2+407u+9), & v(295u^2+107u+1) \\ 100u^3+579u^2+10u, & 372u^2+212u+1, & 5u^3+505u^2+62u \end{bmatrix}}{5u^4-4880u^3+3808u^2-156u+1}.$$

Enfin d'après (6)

$$\begin{bmatrix} L_1 \\ L_2 \\ L_3 \end{bmatrix} \frac{v^{17}}{u^6}\,\frac{\begin{bmatrix} v^2(u^3-694u^2-169u+6) \\ v(5u^3-813u^2-7u+1) \\ 77u^3-1020u^2+33u \end{bmatrix}}{5u^4-4880u^3+3808u^2-156u+1}.$$

Avec les méthodes utilisées dans cette application, les calculs de R, Q et

surtout du produit $Q\{P_i\}$, sont longs. Nous nous proposons dans un prochain travail, de les alléger, en donnant :

1° Une méthode pour déterminer les éléments de R et Q connaissant ceux de A, sans effectuer les divisions par $(I-1)$.

2° Un procédé pour calculer directement le produit $Q\{P_i\}$, ne nécessitant pas le calcul intermédiaire des $E^j K_i$.

(*) Séance du 3 février 1958.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1500.

(2) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1377.

(3) Pour les notations, *voir* (1), (2) ainsi que *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1255.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur le calcul des ondes courtes parallèles au bord dans un liquide pesant sur un fond incliné.* Note de M. **Maurice Roseau**, présentée par M. Henri Villat.

Les petites vibrations d'une masse liquide pesante sur un fond incliné de l'angle α sous l'horizon, dans l'hypothèse d'ondes courtes parallèles au bord $(k>1)$, peuvent être représentées par des potentiels $\varphi_j^{(p)}$ dont le calcul a fait l'objet de plusieurs Notes antérieures (1).

On se propose d'étudier de façon plus précise leurs propriétés dans le cas $\pi-2\theta\neq 2n\alpha$, n entier, $k=1/\cos\theta$, $0<\theta<\pi/2$.

On peut exprimer la fonction $h(\rho)$ par la formule

$$h(\rho)=\frac{1}{2}\operatorname{Log}\left(\frac{1}{\rho^{\frac{2\pi}{\alpha}}}-\frac{2\cos\frac{\pi}{\alpha}(\pi-\theta)}{\rho^{\frac{\pi}{\alpha}}}+1\right)-\frac{1}{2}\operatorname{Log}\prod_{q=1}^{k}\left(\frac{1}{\rho^4}-\frac{2\cos 2(\theta+2q\alpha)}{\rho^2}+1\right).$$

Dans l'hypothèse $\alpha=\pi/2m$, m entier, la fonction $g(\zeta)$ est uniforme et égale à

$$g(\zeta)=\frac{\prod_{q=0}^{m}(\zeta-a\,e^{-2qi\alpha})(\zeta+b\,e^{2qi\alpha})}{\zeta^{2m+2}},\qquad a=i\,e^{-i\theta},\qquad b=i\,e^{i\theta}.$$

Les solutions $\varphi_2^{(p)}$ sont nulles, mais $\varphi_1^{(p)}$ a une singularité d'ordre $1/r^{p(\pi/\alpha)}$ à l'origine $(p\geq 1)$.

Si $\alpha\neq\pi/2m$, m entier, afin d'étudier les solutions $\varphi_1^{(0)}$, $\varphi_2^{(0)}$ il est souhaitable d'avoir une représentation de la fonction $g(\zeta)$ dans les quadrants $\pi/2<\arg\zeta<\pi$ et $-\pi<\arg\zeta<-(\pi/2)$ du feuillet 0.

Désignant par $G_+(\zeta)$ ou $G_-(\zeta)$ la fonction $\exp\left\{1/(\pi i)\int_{i\infty}^{-i\infty}h(|z|)\,dz/(z-\zeta)\right\}$ selon que $\operatorname{Re}\zeta>0$ ou $\operatorname{Re}\zeta<0$, on doit réaliser le prolongement analytique au travers de l'axe imaginaire pur de la fonction $G(\zeta)$ qui est définie dans le demi-plan $\operatorname{Re}\zeta>0$ par $G(\zeta)=G_+(\zeta)$.

On peut ainsi obtenir l'expression suivante de la fonction $g(\zeta)$, valable dans le quadrant $\pi/2 < \arg\zeta < \pi$ du feuillet o :

$$g(\zeta) = \left(1 - \frac{2\cos\frac{\pi}{\alpha}(\pi-\theta)}{\zeta^{\frac{\pi}{\alpha}}} e^{i\frac{\pi^2}{2\alpha}} + \frac{e^{i\frac{\pi^2}{\alpha}}}{\zeta^{\frac{2\pi}{\alpha}}} \right) \frac{G_-(\zeta)(\zeta-a)(\zeta+b)\zeta^{2k-2}}{\prod_{q=1}^{k}(\zeta+b\,e^{2qi\alpha})(\zeta+a\,e^{-2qi\alpha})}.$$

On obtient l'expression de $g(\zeta)$ dans le quadrant $-\pi < \arg\zeta < -\pi/2$ du même feuillet en changeant i en $-i$ dans la formule précédente.

Grâce à cela on peut prouver les faits suivants :

si $3\pi - 2\theta \neq (2l+1)2\alpha$ et $\alpha \neq \pi/2m$, m, l entiers, la combinaison linéaire $\cos(\pi^2/\alpha)\varphi_2^{(0)} - \sin(\pi^2/\alpha)\varphi_1^{(0)}$ a une singularité logarithmique à l'origine;

Si $3\pi - 2\theta = (2l+1)2\alpha$, ou $\alpha = \pi/2m$, l, m entiers, on a

$$\cos\frac{\pi^2}{\alpha}\varphi_2^{(0)} - \sin\frac{\pi^2}{\alpha}\varphi_1^{(0)} = 0.$$

On établit d'autre part les formules $\sum_{q=p-2}^{p}(A_q\varphi_1^{(q)} + B_q\varphi_2^{(q)}) = 0$, A_q, B_q réels définis par

$$A_{p-2} + iB_{p-2} = i\,e^{(3-p)i\frac{\pi^2}{\alpha}}, \qquad A_{p-1} + iB_{p-1} = -2i\cos\frac{\pi}{\alpha}(\pi-\theta)\,e^{\left(\frac{3}{2}-p\right)i\frac{\pi^2}{\alpha}},$$
$$A_p + iB_p = i\,e^{-pi\frac{\pi^2}{\alpha}}.$$

On utilise cette relation d'abord pour $p = 2$, en tenant compte de $\varphi_j^{(1)} = (-1)^j\varphi_j^{(0)}$; on peut voir ainsi qu'on obtient une suite infinie de solutions indépendantes en associant à $\varphi_1^{(0)}$, $\varphi_2^{(0)}$, pour chaque entier $p > 1$, l'une quelconque des solutions $\varphi_1^{(p)}$ ou $\varphi_2^{(p)}$ dont la singularité à l'origine est exactement d'ordre $1/r^{p(\pi/\alpha)}$.

Nous rappelons enfin que toutes les solutions obtenues tendent vers zéro à l'infini au large.

(1) M. Roseau, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2472; 246, 1958, p. 53, 226 et 369.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la propagation d'une houle complexe.* Note de M. André Daubert, présentée par M. Henri Villat.

Nous nous proposons de compléter les résultats de nos Notes (1) et (2), dont nous reprenons toutes les notations, en discutant des lois de propagation de la houle complexe. Plusieurs effets non linéaires nouveaux seront mis ainsi en évidence.

Les paramètres qui interviennent dans les formules (2) de (1) et (3) de (2)

sont définis par le système de n relations implicites ($i=1, 2, \ldots, n$) :

$$
\begin{aligned}
(4)\quad & [\mu_i c_i^2 \operatorname{ch}\alpha_i - g \operatorname{sh}\alpha_i]\left[1 - \frac{\coth 2\alpha_i}{c_i}\int_{-\mathrm{H}}^{0}\zeta \operatorname{sh} 2w_i\, dy_0\right] \\
& + \frac{1}{c_i}[\mu_i c_i^2 \operatorname{sh}\alpha_i - g\operatorname{ch}\alpha_i]\left[\int_{-\mathrm{H}}^{0}\zeta\left(1+\frac{\nu}{c_i}\right)\operatorname{sh}2w_i\, dy_0 + 2b_i\int_{-\mathrm{H}}^{0}\zeta\mu_i \mathrm{L}_i \operatorname{ch} w_i\, dy_0\right] \\
& - \frac{1}{4}\mu_i^3 b_i^2 c_i^2 \operatorname{ch}\alpha_i + \frac{9}{16}\mu_i^2\frac{b_i^2}{s_i}[\mu_i c_i^2 \operatorname{ch}3\alpha_i - g\operatorname{sh}3\alpha_i] \\
& - \frac{1}{2}\sum_j \mu_j^2 b_j^2\left[\mu_i c_i c_j \operatorname{ch}2\alpha_j \operatorname{ch}\alpha_i + g\frac{c_j}{c_i}\operatorname{sh}\alpha_i \operatorname{ch}2\alpha_j\right] \\
& + \frac{1}{8}\sum_j^{\star}\mu_j b_j^2\Big\{\mu_i[\mu_i c_i^2 \operatorname{ch}(2\alpha_j+\alpha_i) - g\operatorname{sh}(2\alpha_j+\alpha_i)] \\
& \qquad\qquad + \frac{2\mu_j^2}{\mu_i+\mu_j}\frac{c_j}{c_i}[\mu_i c_i^2 \operatorname{ch}(2\alpha_j+\alpha_i) + g\operatorname{sh}(2\alpha_j+\alpha_i)]\Big\} \\
& - \frac{1}{2}\sum_{j\neq i}^{\star} b_j^2\frac{\mu_j\mu_i^2 c_i^2}{\mu_i c_i+\mu_j c_j}[\mu_i c_i + 2\mu_j c_j]\operatorname{ch}\alpha_i \\
& + \frac{1}{4}\sum_{j\neq i}^{\star} b_j^2\frac{\mu_j\mu_i^2 c_i}{\mu_i c_i+\mu_j c_j}[\mu_i c_i^2 + 2\mu_j c_i c_j - \mu_j c_j^2]\operatorname{ch}\alpha_i \\
& + \frac{1}{4}\sum_{j\neq i}^{\star} b_j^2\frac{\mu_j^3 c_j}{(\mu_i-\mu_j)(\mu_i c_i+\mu_j c_j)} \\
& \qquad \times\Big\{[\mu_i^2 c_i^2 - (\mu_i-\mu_j)\mu_j c_j^2 + \mu_i\mu_j c_i c_j]\operatorname{ch}(2\alpha_j-\alpha_i) \\
& \qquad\qquad - g\mu_j\frac{c_i+c_j}{c_i}\operatorname{sh}(2\alpha_j-\alpha_i)\Big\} \\
& + \frac{1}{4}\sum_{j\neq i}^{\star} b_j^2\gamma_{i,j}\Big\{[\mu_i^2 c_i^2 + \mu_j^2 c_j^2 + \mu_i\mu_j c_i c_j]\operatorname{ch}(2\alpha_j+\alpha_i) \\
& \qquad\qquad - g\left[\mu_i+\mu_j+\mu_j\frac{c_j}{c_i}\right]\operatorname{sh}(2\alpha_j+\alpha_i)\Big\} = 0,
\end{aligned}
$$

où $\sum_j$ est le symbole ordinaire de sommation en $j=1, 2, \ldots, n$, dans $\sum_{j\neq i}$ l'indice j prend les mêmes valeurs que précédemment, excepté la valeur i. On a posé, avec ces conventions pour les indices :

$$
\sum_j^{\star} a_j = \sum_j a_j + \sum_{j\neq i} a'_j, \qquad \sum_{j\neq i}^{\star} a_j = \sum_{j\neq i} a_j + \sum_{j\neq i} a'_j,
$$

où a'_j se déduit de a_j en changeant μ_j en $-\mu_j$.

a. Les formules (2) de ([1]) permettent d'exprimer le champ des vitesses en fonction des V_i et de y ($i=1, 2, \ldots, h$). On constate ainsi qu'il n'y a propagation de ce champ des vitesses que dans le cas où i ne prend qu'une seule valeur i_0, c'est-à-dire pour la houle pure. Dans ce dernier cas, en prenant des axes entraînés à la vitesse uniforme $c_{i_0}+\nu_0$, le mouvement devient permanent. Ceci n'a plus lieu pour la houle complexe.

b. Considérons l'équation explicite (3) [*cf.* (²)] de la surface libre.

Le raisonnement ci-après est valable également pour les équations (2) de (¹). Si l'on porte son attention sur l'ensemble des termes où n'intervient qu'une seule et même valeur i' de l'indice i, on retrouve la représentation cartésienne de la surface d'une houle pure. L'ensemble de ces termes constituera ce que nous appellerons une pseudo-houle pure. La surface libre correspondante sera de même forme que celle de la houle pure de même nombre d'onde $\mu_{i'} = 2\pi/\lambda_{i'}$ et de même amplitude $b_{i'}$; mais elle se propagera avec une « pseudo-célérité » $(c_{i'} + \nu_0)$ différente de la célérité de la houle pure de mêmes caractéristiques. On met ainsi en évidence le fait que la houle complexe se compose de n pseudo-houles pures. Pour reconstituer la houle complexe, l'équation (3) montre qu'il faut encore superposer des pseudo-houles d'interaction, induites par les pseudo-houles pures; c'est la conséquence de la non-linéarité des équations de mouvement. Elles sont représentées par la somme des termes dont les indices ont des valeurs fixées, deux au moins de ceux-ci étant distincts. Leurs caractéristiques (amplitude, nombre d'onde et pseudo-célérité) sont déterminées par celles des pseudo-houles pures qui les induisent.

La superposition de toutes ces pseudo-houles ne donne plus une surface libre indéformable.

Enfin, dans le cas où le rotationnel n'est pas nul, signalons que non seulement les pseudo-célérités des pseudo-houles pures sont différentes des célérités des houles pures de mêmes longueur d'onde et amplitude, mais elles diffèrent aussi, pour deux pseudo-houles pures, de mêmes longueur d'onde et amplitude, se propageant simultanément en sens inverses. Cette dissymétrie dans les pseudo-célérités, due au rotationnel non symétrique, peut être supprimée dans le cas où $n = 2$, en disposant de la constante ν_0, c'est-à-dire en définissant les axes fixes en conséquence.

(¹) A. Daubert, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1878.
(²) A. Daubert, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2006.

ASTROPHYSIQUE. — *Remarques sur la polarisation dans le milieu* H II. Note de M. **Stanislas Grzedzielski**, présentée par M. André Danjon.

On montre que, dans le cas du mécanisme Davis-Greenstein, il est probable qu'une importante fraction de la polarisation est produite dans le milieu raréfié H II.

L'analyse statistique des observations de la polarisation a entraîné K. Serkowski (¹) à supposer qu'une importante fraction de la polarisation observée était produite dans le milieu raréfié qui s'étend entre les nuages H I. Le but de cette Note est d'estimer l'efficacité de la production de la polarisation dans ce milieu.

Considérons les conditions physiques les plus probables. Il y a de fortes raisons de supposer que le milieu raréfié, de densité de l'ordre d'un dixième d'atome d'hydrogène par centimètre cube, est presque complètement ionisé, en raison des grands rayons des sphères de Strömgren pour les faibles densités (600 pcs pour une étoile 05 et $n = 0,1$ atome H par centimètre cube).

La condition que les particules rapides des rayons cosmiques soient retenues dans notre Galaxie, exige l'existence d'un champ magnétique de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-5} gauss *aussi* à l'extérieur des nuages H I; de même, les considérations récentes sur la couronne gazeuse galactique (Pikelner, Spitzer, Shklowski) envisagent l'existence dans le milieu raréfié H II, d'un champ de 10^{-7} à 10^{-5} gauss. En outre, le milieu H II est probablement fortement turbulent; l'intérieur des nuages H I l'est aussi : la vitesse turbulente est 3,5 km/s selon les raies Ca^{+}, et 2,3 km/s selon la raie 21 cm ([3]). Nous pouvons donc nous attendre à ce que les caractéristiques statistiques du champ magnétique soient les mêmes dans les nuages H I et dans le milieu raréfié H II. L'état turbulent du milieu interstellaire doit résulter d'un mélange intense de la matière entre les nuages H I et le milieu H II. Ainsi, l'indice de réfraction et la non-sphéricité des grains ne doivent pas dépendre de la région; de plus, la densité des poussières doit être liée à la densité du gaz; nous supposons ci-dessous qu'elles sont proportionnelles.

Dans ce cas là, la valeur moyenne du rapport P_2/P_1, de la polarisation produite *seulement* dans le milieu H II à la polarisation produite *seulement* dans les nuages H II s'exprimera [pour le mécanisme Davis-Greenstein ([2])] par

$$(1) \qquad \frac{P_2}{P_1} \cong (1-\varphi)^{-1} \frac{l_2}{l_1} \frac{T_{g_1}}{T_{g_2}} \frac{\overline{T_2^{-\frac{1}{2}}}}{\overline{T_1^{-\frac{1}{2}}}},$$

où l_1 et l_2 sont les parcours effectués par la lumière des étoiles, respectivement dans les nuages H I et le milieu H II, T_{g_1} et T_{g_2}, les températures internes des grains; T_1 et T_2, les températures cinétiques des nuages H I et du milieu H II; le facteur $(1-\varphi)^{-1}$ décrit l'influence du potentiel électrostatique de grain sur la section-choc effective de grain pour les collisions avec les protons; sa valeur numérique pour un gaz de protons et d'électrons est 0,37.

Selon van de Hulst ([3]), il y a sept nuages H I par kiloparsec; leur volume total occupe 14 % de l'espace, ce qui donne 20 pc pour la valeur moyenne de la corde d'un nuage sphérique. Il en résulte que $l_2/l_1 \cong 7$. Pour estimer la valeur de T_{g_1}/T_{g_2} considérons le bilan énergétique du grain

$$(2) \qquad \int_0^\infty Q_{abs}(x)\pi a^2 c u_\lambda \, d\lambda + E^{(c)} = \int_0^\infty Q_{abs}(x)\pi a^2 B(\lambda, T_g)\, d\lambda$$

qui détermine la température interne de grain. $Q_{abs}(x)\pi a^2$ est ici la section effective pour l'absorption du rayonnement de longueur d'onde $\lambda = 2\pi a/x$

(où a est le rayon géometrique du grain), u_λ la densité spatiale (par l'unité de longueur d'onde) de rayonnement dilué des étoiles, $B(\lambda, T_g)$ la fonction de Planck pour la température de grain T_g, et c la vitesse de lumière. Le terme E^{col} décrit le chauffage du grain par les collisions avec les protons, électrons, etc.

En soustrayant les relations (2) écrites pour le milieu H II et les nuages H I, et en développant l'expression résultante en série de $\Delta T_g = T_{g_2} - T_{g_1}$ (supposant que $|\Delta T_g| \ll T_g$, ce qui est confirmé *a posteriori*) on peut (aux termes de l'ordre de T_g/T près) obtenir ΔT_g sous forme d'une somme $\Delta T_g^{rad} + \Delta T_g^{col}$, où ΔT_g^{rad} est due aux différences du champ de rayonnement, et ΔT_g^{col} est due aux différences des températures cinétiques et des densités du milieu H II et des nuages H I.

Nous avons estimé ΔT_g^{rad} en supposant que les grains sont des diélectriques ayant une bande de fréquences propres dans l'intervalle $10\,\mu < \lambda < 100\,\mu$ et qui — dans l'intervalle $\lambda < 912$ Å — ont un coefficient de réfraction de l'ordre de $1{,}25-0{,}10\,i$; la valeur de la partie imaginaire, due aux traces de substances ferromagnétiques, est très incertaine, et 0,10 représente probablement sa limite supérieure (pour majorer ΔT_g^{rad}). On obtient ainsi

$$\Delta T_g^{rad} = 9{,}5 \,.\, 10^{-6} \frac{2\pi c}{T_g^4} \int_0^{912\text{Å}} u_\lambda \frac{Q_{abs}^{(x)}}{x^2}\, dx,$$

ce qui donne $\Delta T_g^{rad} = 0°{,}12$ pour $a = 10^{-5}$ cm, en utilisant pour u_λ les valeurs données par Lambrecht et Zimmermann ([4]) et en prenant $T_g \cong 15°$.

Pour estimer ΔT_g^{col} nous avons supposé que dans les nuages H I dominent les collisions avec les atomes d'hydrogène et dans le milieu H II, les collisions avec les protons et les électrons, et que le coefficient d'accommodation est de l'ordre de l'unité; ceci permet de supposer que tous les protons se recombinent avec les électrons sur la surface des grains. Pour majorer ΔT_g^{col}, nous avons admis que tous les quanta ainsi émis sont absorbés par les grains. On obtient de cette façon :

$$(3) \qquad \Delta T_g^{col} = 6 \,.\, 10^{-4} \frac{n_P T_2^{\frac{1}{2}}}{a T_g^4} \left\{ 1 + \frac{2}{3} \frac{T_2}{10^{4°}} \left[1 - 0{,}05 \frac{n_H}{n_P} \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \right\},$$

où n_H et n_P sont les nombres d'atomes d'hydrogène et de protons par centimètre cube dans les nuages H I et le milieu H II respectifs.

On sait que les nuages H I ne sont pas isothermes. Les collisions entre eux et le refroidissement dû à l'excitation des ions C^+, Si^+, Fe^+, provoquent des variations de la température cinétique entre quelques milliers et quelques dizaines de degrés; au contraire, l'action thermostatique des ions O^+, O^{++}, N^+, etc., rend la température cinétique dans le milieu H II a peu près constante, de l'ordre de $10^{4°}$. Supposant $T_2 = 10^{4°}$, $a = 10^{-5}$ cm, $n_P = 0{,}1$, $T_g = 15°$,

on obtient, selon la formule (3) des valeurs pour ΔT_g^{col} :

	$T_1 = 30°$.	$T_1 = 3000°$.
$n_{II} = 10$	0°,02	0°,01
$n_{II} = 100$	0,02	−0,06

On voit donc que les températures des grains dans les nuages H I et le milieu H II sont les mêmes; un changement de T_g d'un facteur 2, ou de u_λ d'un facteur 10 (ce qui n'est pas exclu) ne peut pas sensiblement changer ce résultat.

Comme fonction de distribution des températures dans les nuages H I, nous avons utilisé la fonction décrivant la variation de la température *d'un seul* nuage, en fonction du temps, calculée par Seaton ([5]) pour un nuage H I standard. On obtient ainsi $\overline{T_1^{-(1/2)}} = 0,54$. En raison de faibles variations de T_2 on peut mettre $\overline{T_2^{-(1/2)}} = T_2^{-(1/2)} = 10^{-2}$. Retournant à la formule (1), nous obtenons $P_2/P_1 = 0,5$.

En conclusion, il n'est pas exclu qu'une importante fraction de la polarisation observée soit produite dans le milieu H II ionisé.

([1]) Communication privée.
([2]) J. L. Greenstein et L. Davis Jun., *Ap. J.*, 114, 1951, p. 206.
([3]) H. C. Van de Hulst, Rapport présenté au 3e Symposium d'hydrodynamique cosmique, Cambridge, Mass., 1957.
([4]) H. Lambrecht et H. Zimmermann, *Mitt. Univ. Sternw. zu Jena*, n° 14, 1955.
([5]) M. J. Seaton, *Ann. Ap.*, 18, 1955, p. 188.

RELATIVITÉ. — *Sur les ondes et radiations gravitationnelles.*

Note de M. **André Lichnerowicz**, présentée par M. Georges Darmois.

Relations vérifiées par le tenseur discontinuité du tenseur de courbure. Étude géométrique générale de ces relations. Définition d'un état de radiation totale et gravitationnelle pure. Déviation des trajectoires des particules chargées.

1. Dans le cas d'une variété riemannienne pentadimensionnelle V_5, munie d'un groupe d'isométries à un paramètre et interprétée en termes de champs gravitationnel et électromagnétique, l'étude des discontinuités des dérivées premières du champ électromagnétique est équivalente à celle des discontinuités d'une partie du tenseur de courbure de V_5.

Soit alors V_{m+1} une variété différentiable de classe (C^2, C^4 par morceaux) munie d'une métrique riemannienne

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}\,dx^\alpha\,dx^\beta \qquad (\alpha, \beta = 0, 1, \ldots, m)$$

de type hyperbolique normal, de classe (C^1, C^3 par morceaux). Un voisinage U de V_{m+1} étant rapporté à des coordonnées locales (x^α), soit $f(x^\alpha) = 0$ l'équation

locale d'une hypersurface S à la traversée de laquelle se produisent des discontinuités du tenseur de courbure (*front d'onde*). Si $l_\alpha = \partial_\alpha f$ [1], on a

$$l_\alpha [R_{\beta\gamma,\lambda\mu}] + l_\beta [R_{\gamma\alpha,\lambda\mu}] + l_\gamma [R_{\alpha\beta,\lambda\mu}] = 0, \tag{1}$$

où le symbole [...] indique la discontinuité à la traversée du front d'onde.

Supposons que la métrique de V_{m+1} satisfasse à des équations d'Einstein « généralisées » à second membre continu. On a alors $[R_{\alpha\beta}] = 0$. Si

$$[\partial_{\lambda\mu} g_{\alpha\beta}] = a_{\alpha\beta} l_\lambda l_\mu,$$

pour que $[R_{\beta\alpha}] = 0$, il faut et il suffit, d'après un résultat de Bel, que l_α soit *isotrope* et satisfasse à $a_{\alpha\beta} l^\beta = (a \mid 2) l_\alpha$ (avec $a = g^{\alpha\beta} a_{\alpha\beta}$). Des relations précédentes, on tire immédiatement que sur un front d'onde :

$$l^\alpha [R_{\alpha\beta,\lambda\mu}] = 0. \tag{2}$$

2. Au point x de la variété V_{m+1}, considérons un tenseur $H_{\alpha\beta,\lambda\mu}$ présentant le même type de symétrie que le tenseur de courbure

$$H_{\alpha\beta,\lambda\mu} = -H_{\beta\alpha,\lambda\mu} = -H_{\alpha\beta,\mu\lambda}, \qquad H_{\alpha\beta,\lambda\mu} = H_{\lambda\mu,\alpha\beta},$$

et supposons qu'il existe un vecteur l_α tel que

$$l_\alpha H_{\beta\gamma,\lambda\mu} + l_\beta H_{\gamma\alpha,\lambda\mu} + l_\gamma H_{\alpha\beta,\lambda\mu} = 0 \tag{3}$$

et

$$l^\alpha H_{\alpha\beta,\lambda\mu} = 0. \tag{4}$$

Si $H_{\alpha\beta,\lambda\mu}$ n'est pas nul, l_α *est nécessairement isotrope*. Une étude algébrique du tenseur contracté

$$H_{\alpha\beta} = g^{\rho\sigma} H_{\alpha\rho,\beta\sigma}$$

montre qu'il existe alors un scalaire τ tel que

$$H_{\alpha\beta} = \tau l_\alpha l_\beta. \tag{5}$$

Inversement (3) et (5) entraînent (4). Enfin *pour* $m = 3$ (cas de la relativité générale), on peut établir que (4) et (5) entraînent (3). Dans ce cas, il existe un repère orthonormé $(\vec{e}_\alpha)$, dont le vecteur $\vec{e}_0$ orienté dans le temps peut être choisi arbitrairement, tel que

$$H_{\alpha\beta,\lambda\mu} = a m_{\alpha\beta} m_{\lambda\mu} + b n_{\alpha\beta} n_{\lambda\mu},$$

où m et n sont les bivecteurs définis respectivement par $\vec{l}$ et $\vec{e}_2$; $\vec{l}$ et $\vec{e}_3$. Pour que $H_{\alpha\beta} = 0$, il faut et il suffit que $a + b = 0$. On retrouve ainsi en particulier la forme réduite indiquée par Pirani [2] pour la matrice de discontinuité du tenseur de courbure.

3. Sur la variété espace-temps V_4 de la relativité générale, nous sommes ainsi conduit à nous intéresser aux métriques pour lesquelles il existe un

vecteur l_α tel que le tenseur de courbure $R_{\alpha\beta,\lambda\mu} \neq 0$ satisfasse aux relations

(6) $$l_\alpha R_{\beta\gamma,\lambda\mu} + l_\beta R_{\gamma\alpha,\lambda\mu} + l_\gamma R_{\alpha\beta,\lambda\mu} = 0$$

et

(7) $$l^\alpha R_{\alpha\beta,\lambda\mu} = 0,$$

l_α est isotrope et $R_{\alpha\beta} = \tau l_\alpha l_\beta$, où le second membre peut être identifié au tenseur de Maxwell d'un champ électromagnétique singulier.

S'il en est ainsi en un point x de V_4, nous dirons qu'en ce point la métrique décrit un état de *radiation totale pure*. Si en outre $R_{\alpha\beta} = 0$, nous dirons que nous avons un *état de radiation gravitationnelle pure*. Il peut en être ainsi en tous les points d'un domaine de V_4. Si $l_\alpha dx^\alpha = 0$ est complètement intégrable, la radiation envisagée sera dite *de type intégrable*. La métrique

$$ds^2 = \exp(2\varphi)(dt^2 - dx^2) - (\xi^2 dy^2 + \eta^2 dz^2),$$

où φ, $\xi > 0$, $\eta > 0$ sont trois fonctions arbitraires de la seule variable $u = t - x$, fournit un exemple de radiation totale pure de type intégrable. Pour $\xi = u \exp(-\beta)$, $\eta = u \exp(\beta)$, $2\varphi' = u\beta'^2$ on a la métrique de Rosen ($R_{\alpha\beta} = 0$). En se donnant une fonction $\beta'(u)$ de classe C^1 et différente de zéro sur le seul intervalle $0 < u_0 < u < u_1$, on peut définir ([8]) sur l'espace numérique R^4 une métrique extérieure partout régulière, non euclidienne pour $u_0 < u < u_1$ (radiation gravitationnelle pure).

Considérons, sur V_{m+1}, un champ de vecteurs $\vec{l}$ tel que (6) et (7) soient satisfaits. Pour $\tau \neq 0$, il résulte des identités de conservation que *les trajectoires de $\vec{l}$ sont des géodésiques isotropes*. Il en est encore de même pour $\tau = 0$. En effet, des identités de Bianchi, on déduit que

$$P_{\alpha\beta,\lambda\mu} = l^\rho \nabla_\rho R_{\alpha\beta,\lambda\mu}$$

satisfait (3) et (4). Par dérivation de (6) et (7), on voit que $m^\alpha = l^\rho \nabla_\rho l^\alpha$ satisfait encore (6) et (7) et est donc isotrope ; étant orthogonal à l^α, il lui est colinéaire.

4. Dans V_4, les trajectoires Γ des particules d'essai chargées, soumises au champ gravitationnel et à un champ électromagnétique $F_{\alpha\beta}$ satisfont à l'équation de déviation

$$\frac{\nabla^2 v^\alpha}{ds^2} + R^\alpha{}_{\rho,\lambda\mu} u^\rho v^\lambda u^\mu = \frac{e}{m}\left(\nabla_\rho F^\alpha{}_\beta u^\beta v^\rho + F^\alpha{}_\beta \frac{\nabla v^\beta}{ds}\right),$$

où $\vec{u}$ est le vecteur unitaire tangent à Γ, les points correspondants de deux trajectoires étant ceux de même s. En un point x déterminé d'une trajectoire Γ, $\vec{v}$ peut être supposé orthogonal à $\vec{u}$. Supposons qu'un front d'onde à la fois gravitationnelle et électromagnétique passe par x. Pour un choix

convenable du repère orthonormé en x; les relations

$$\left[\frac{\nabla v^0}{ds^2}\right] = \left]\frac{\nabla^2 v^1}{ds^2}\right] = 0, \qquad \left[\frac{\nabla^2 v^2}{ds^2}\right] = \sigma v^2 + \frac{e}{m}\mu v^1, \qquad \left[\frac{\Delta^2 v^3}{ds^2}\right] = -\sigma v^3 + \frac{e}{m}\nu v^1$$

donnent les composantes de la discontinuité de l'accélération relative (par rapport à s) (²). Nous appliquerons les résultats précédents aux *théories pentadimensionnelles*.

(¹) $\partial_\alpha = \partial/\partial x^\alpha$.
(²) PIRANI, *Phys. Rev.*, **105**, 1957, p. 1089-1099.
(³) H. BONDI, *Nature*, **179**, 1957, p. 1072-1073.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Nouvelle classification des particules élémentaires conçues comme états excités et stables de masses fluides relativistes en rotation.* Note (*) de MM. **Pierre Hillion**, **Georges Lochak** et **Jean-Pierre Vigier**, présentée par M. Louis de Broglie.

A partir des six nombres quantiques introduits dans les intégrales premières du mouvement de la gouttelette relativiste, on établit une classification des particules comprenant les leptons et les photons.

1. Guidés par les idées physiques développées dans trois Notes précédentes (¹), nous nous proposons d'établir une classification des particules basée sur les six nombres quantiques j^+, j^-, s', m^+, m^-, m' définis dans notre dernière Note, j^+, j^-, s' fixant les valeurs de l'énergie, m^+, m^-, m' étant les valeurs des composantes du moment cinétique. Il suffira donc pour un degré d'excitation donné de la gouttelette relativiste (j^+, j^-, s' fixés) de classer les valeurs prises par les composantes du moment cinétique.

Notre classification est basée sur les hypothèses suivantes :

a. le spin est fourni par la valeur du nombre quantique $j^+ + j^-$;

b. on suppose connue la charge Q des particules qui n'interviendra donc dans les tableaux ci-dessous que par les nombres -1, 0, 1;

c. la charge est donnée par la formule $Q = am^+ + bm^- + cm'$;

d. à chaque particule étant associés les nombres j^+, j^-, m^+, m^-, correspond un état de la gouttelette décrit par la fonction d'onde $U_{j^+,j^-}^{m^+,m^-}$, les nombres m^+ et m^- seront choisis, pour chaque particule, de façon telle que la variance des fonctions d'onde $U_{j^+,j^-}^{m^+,m^-}$ fournisse les multiplets :

$$\Psi = \begin{pmatrix} p \\ n \\ \Xi_0 \\ \Xi_- \end{pmatrix}, \qquad \Sigma = \begin{pmatrix} \Sigma_+ \\ \Sigma_0 \\ \Lambda_0 \\ \Sigma_- \end{pmatrix}, \qquad \Phi = \begin{pmatrix} K_+ \\ K_0 \\ K'_0 \\ K_- \end{pmatrix},$$

Nous exigerons pour la covariance des interactions que Ψ et Σ soient des

spineurs et Φ un spineur de rang 2. Les hypothèses d et b fixent de façon unique les nombres m^+, m_-, m' associés aux particules et entraînent : $a=b=c=1$, d'où $Q=m^+ + m^- + m'$.

2. *Classification des baryons.* — Dans une Note précédente nous avons indiqué que la représentation du groupe de Lorentz prenait la forme

$$D\left(\frac{1}{2}, 0\right) \oplus D\left(0, \frac{1}{2}\right),$$

ce qui conduit pour les nombres quantiques à

$$s'=\frac{1}{2}, \quad \text{avec } j^+=\frac{1}{2}, \quad j^-=0, \quad \text{donc } m^+=\pm\frac{1}{2}, \quad m^-=0$$

ou

$$j^+=0, \quad j^-=\frac{1}{2}, \quad \text{d'où} \quad m^+=0, \quad m^-=\pm\frac{1}{2};$$

d'où le tableau

Particule.	m^+.	m^-.	m'.	Q.	$m^+ + m^-$.	$m^+ - m^-$.	$2m^+$.
p	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
n	$\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1
Ξ'_0	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1
Ξ_-	$-\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1
Σ_+	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
Σ_0	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0
Λ_0	0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0
Σ_-	0	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0

Pour les antiparticules il suffit de changer les signes de m^+, m^-, m'.

3. *Classification des bosons de spin 0 et 1.* — D'après l'hypothèse d, la fonction d'onde des mésons K obéira à la représentation $D(1/2, 1/2)$ ce qui conduit aux valeurs possibles $m'=0, 1, -1$, $m^+=\pm 1/2$, $m^-=\pm 1/2$. Par contre la fonction d'onde des mésons π obéit à la représentation $D(1, 0)$ soit $m'=0, 1, -1$ et $m^+=0, 1$ avec $m^-=0$ ou $m^+=0$ avec $m^-=0, 1$.

Ces deux tableaux sont identiques à une classification proposée par Tiomno [2]. Cet auteur fait intervenir trois nombres quantiques J_3, de J'_3, i_3 liés à m^+, m^-, m' par les relations :

$$i_3=m', \quad J_3=m^+ + m^-, \quad J'_3=m^+ - m^-,$$

m' serait alors la troisième composante du spin isotopique. Tiomno ne donne pas la signification de J_3 et J'_3.

Particule.	m^+.	m^-.	m'.	Q.	$m^+ + m^-$.	$m^+ - m^-$.	$2m^-$.
K_+	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	1	1	0	1
K_0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	1	1
K'_0	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	0	0	-1	-1
K_-	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	-1	-1	0	-1
π^+	0	0	1	1	0	0	0
π^0	0	0	0	0	0	0	0
π^-	0	0	-1	-1	0	0	0
ϖ	1	0	-1	0	1	1	2

4. *Classification des leptons et des photons.* — Pour ces particules nous faisons l'hypothèse que le vecteur $\vec{t}$ et le pseudo-vecteur $\vec{s}$ sont simultanément contenus dans l'un des hyperplans P_1 ou P_2 isotropes qui permettent la description du mouvement. Il reste seulement trois nombres quantiques j, m, m'.

Pour les leptons : $j = 1/2$, $m = \pm 1/2$, $m' = \pm 1/2$. Pour les photons : $j = 1$, $m = -1, 0, 1$, $m' = -1, 0, 1$.

Particule.	m'.	m.	Q.	Photon.	m'.	m.	Q.
e^-	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	D	1	-1	0
ν	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	G	1	1	0
μ^+	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	L	0	0	0

Pour les antileptons il suffit de changer les signes de m' et de m. On remarquera qu'on obtient les photons polarisés à droite et à gauche et les photons longitudinaux c'est-à-dire le champ coulombien.

En introduisant une charge leptonique Schwinger ([3]) avait pu donner une classification des leptons.

5. Ces résultats conduisent aux remarques ci-dessous :

a. il est facile d'étendre la classification à des particules de spin plus élevé. Par exemple pour le spin 3/2 on utiliserait la représentation $D(1, 1/2) \oplus D(1/2, 1)$. on serait conduit pour le graviton à prendre $D(1, 1)$.

b. le méson ϖ n'a pas été observé jusqu'à présent;

c. il découle de la théorie que les éléments d'un même multiplet correspondent à une même valeur propre $j^+ + j^-$ et donc à une même masse ce qui était postulé dans les classifications antérieures ([2]);

d. la variance des multiplets est liée à la structure interne des particules;

e. la classification est une conséquence du mouvement dans l'espace de la relativité restreinte, du centre de masse autour du centre de matière et ne

nécessite aucun formalisme dans un espace à un nombre élevé de dimensions (sept pour la plupart) ([2]), ([4]). Elle ne fait intervenir que trois nombres quantiques ayant une signification physique précise.

La théorie donne une interprétation simple au spin isotopique et n'utilise pas les notions difficiles à comprendre d'étrangeté ([5]), d'hypercharge ([6]) et d'isonombre.

6. Notre théorie utilise les développements mathématiques remarquables de M. C. Van Winter ([7]) sur une suggestion de M. David Bohm appliquée au modèle qu'il avait proposé avec l'un d'entre nous ([8]).

(*) Séance du 20 janvier 1958.
([1]) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 394, 564 et 710.
([2]) *Nuov. Cim.*, 6, n° 1, juillet 1957.
([3]) Conférences à l'Institut H. Poincaré, Paris, juin 1957.
([4]) D. Ivanenko et H. Sokolik, *Nuov. Cim.*, 6, juillet 1957.
([5]) B. d'Espagnat et J. Prentki, *Nucl. Phys.*, 1, 1956, p. 33.
([6]) J. Schwinger, *Phys. Rev.*, 104, 1956, p. 1164.
([7]) *Thèse*, Gröningen, 1957.
([8]) D. Bohm et J. P. Vigier, *Phys. Rev.* (sous presse).

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur l'interaction entre un gaz moléculaire et le rayonnement.* Note de M. **Paul N. Roussopoulos**, présentée par M. Louis de Broglie.

Considérons un ensemble de N molécules enfermées dans le volume L^3 et en équilibre thermique avec le milieu environnant. Nous associerons à chaque molécule, d'une part l'hamiltonien de translation (agitation thermique) :

$$K_\sigma = -\frac{1}{2m_0}\bar{P}_\sigma^2, \qquad \text{avec} \quad \bar{P}_\sigma = -i\nabla_\sigma, \qquad \nabla_\sigma = \text{grad}_{\bar{R}_\sigma},$$

et d'autre part l'hamiltonien de rotation (rotateur sphérique) :

$$H_S^\sigma = -\frac{1}{2K}\left\{\frac{1}{\sin\theta_\sigma}\frac{\partial}{\partial\theta_\sigma}\left(\sin\theta_\sigma\frac{\partial}{\partial\theta_\sigma}\right) + \frac{1}{\sin^2\theta_\sigma}\frac{\partial^2}{\partial\varphi_\sigma^2}\right\}. \tag{2}$$

Enfin, supposons que chaque molécule crée dans son mouvement des densités de charge et de courant définies par

$$\rho(\bar{x}, \bar{R}_\sigma) = \bar{M}_\sigma \nabla_\sigma \delta(\bar{x}, \bar{R}_\sigma), \tag{3}$$

$$J(\bar{x}, \bar{R}_\sigma, \bar{P}_\sigma) = \frac{1}{2m^0}[\rho(\bar{x}, \bar{R}_\sigma)\bar{P}_\sigma + \bar{P}_\sigma\rho(\bar{x}, \bar{R}_\sigma)], \tag{4}$$

$\delta(\bar{x})$ étant la distribution de Dirac et $\bar{M}_\sigma$ l'opérateur :

$$\bar{M}_\sigma = \mu\bar{S}_\sigma = \mu(\sin\theta_\sigma\cos\varphi_\sigma, \sin\theta_\sigma\sin\varphi_\sigma, \cos\theta_\sigma). \tag{5}$$

Ainsi la charge et le courant total sont nuls :

$$(6) \qquad \int \rho(\bar{x}, \bar{R}_\sigma)\, d\bar{x} = 0.$$

$$(7) \qquad \int J(\bar{x}, \bar{R}_\sigma, \bar{P}_\sigma)\, d\bar{x} = 0.$$

Lorsqu'on veut introduire un couplage entre cet ensemble de molécules et le rayonnement, on est amené à prendre pour hamiltonien d'interaction l'expression

$$(8) \qquad H_i = -\int d\bar{x} \sum_\sigma J(\bar{x}, \bar{R}_\sigma, \bar{P}_\sigma)\, \bar{A}(\bar{x}),$$

$\bar{A}(\bar{x})$ étant le potentiel électrodynamique.

La condition supplémentaire à imposer aux états physiques s'écrit :

$$(9) \qquad \left\langle \psi_j, \left[\operatorname{div} \bar{\Pi}(\bar{x}) + \sum_\sigma \rho(\bar{x}, \bar{R}_\sigma) \right] \psi_k \right\rangle \equiv 0.$$

En définitive donc, l'hamiltonien total du système gaz + rayonnement, s'écrit

$$(10) \qquad \mathcal{H} = \sum_\sigma K_\sigma + \sum H_S^\sigma + H_{ray}^0 + H_i.$$

On peut montrer qu'il est possible d'éliminer les ondes longitudinales comme dans le schéma habituel de l'électrodynamique quantique, et ceci à l'aide d'une transformation canonique ψ_j (ou ψ_k) $= e^{iG}\psi^{trans}$(ou ψ_k^{trans}).

La condition (9) se réduit alors à la condition de transversabilité

$$(9) \qquad \langle \psi_j^{trans}, \operatorname{div} \bar{\Pi}(\bar{x})\, \psi_k^{trans} \rangle \equiv 0$$

et l'hamiltonien $\mathcal{H}$ se transforme en

$$(11) \qquad \mathcal{H}' = e^{-iG} \mathcal{H} e^{iG} \equiv \sum K_\sigma + \sum H_S^{(\sigma)} + H_{ray}^{0\,trans} + H_C + H,$$

avec

$$(12) \qquad H_C = \frac{1}{4\pi} \sum_{\sigma < \sigma'} \sum \left\{ \frac{\bar{M}_\sigma \bar{M}_{\sigma'}}{|\bar{R}_\sigma - \bar{R}_{\sigma'}|^3} - 3 \frac{(\bar{M}_\sigma(\bar{R}_\sigma - \bar{R}_{\sigma'}))(\bar{M}_{\sigma'}(\bar{R}_\sigma - \bar{R}_{\sigma'}))}{|\bar{R}_\sigma - \bar{R}_{\sigma'}|^5} \right\}$$

et

$$(13) \qquad H = -\frac{i}{m^0} \sum_{l=\pm 1} \sum_\sigma \sum_n \frac{1}{\sqrt{2\omega_{\bar{K}_n}}} (\bar{M}_\sigma \bar{K}_n) \{ a^{(l)}(\bar{K}_n)\, u_{\bar{K}_n}(\bar{R}_\sigma)\, \bar{P}_\sigma - a^{(l)*}(\bar{K}_n)\, \bar{P}_\sigma u^*_{\bar{K}_n}(\bar{R}_\sigma) \} \bar{e}^{(l)}(\bar{K}_n).$$

L'indice $l (= \pm 1)$ correspond aux deux directions $\bar{e}^{(l)}(\bar{K}_n)$ de polarisation transversale.

$a^{(l)*}(\overline{K}_n)$ et $a^{(l)}(\overline{K}_n)$ sont les opérateurs de création et de destruction d'un photon d'impulsion $\overline{K}_n$ et de polarisation (l). Enfin

$$\omega_{\overline{K}_n} = |\overline{K}_n| \equiv K_n, \qquad \overline{K}_n = \frac{2\pi}{L}(n_1, n_2, n_3) \equiv \frac{2\pi}{L} n, \qquad u_{\overline{K}_n}(\overline{x}) = \frac{1}{\sqrt{L^3}} e^{i\overline{K}_n \overline{x}}.$$

La démonstration de ce résultat présente ici quelques difficultés dues au fait que les commutateurs $\left[\left(\sum_\sigma \rho(\overline{x}, \overline{R}_\sigma)\right), \left(\sum_\sigma J(\overline{x}, \overline{R}_\sigma, \overline{P}_\sigma)\right)\right]$ et $[\overline{M}_\sigma, H_S^{(\sigma)}]$ ne sont pas nuls.

En éliminant les ondes longitudinales, on introduit donc dans l'hamiltonien un terme d'interaction coulombienne par moments dipolaires électriques, la constante μ désignant alors la valeur numérique du moment dipolaire électrique de la molécule.

En nous appuyant sur ce schéma théorique, nous avons obtenu des résultats satisfaisants concernant la largeur des raies d'absorption pour les transitions de radiofréquences (spectre de rotation) en fonction de la pression et de la température. Ces résultats feront l'objet d'une prochaine publication.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Théorie quantique de la rotation de Faraday dans l'alun de chrome, aux longueurs d'ondes centimétriques et sa confrontation avec l'expérience.* Note de MM. **Burhan Cahit Unal**, **Alfred Chevalier** et **Théo Kahan**, présentée par M. Louis de Broglie.

Une théorie quantique de l'effet Faraday paramagnétique dans le domaine des ondes centimétriques est établie. Elle est valable pour la région de transparence paramagnétique où l'interaction spin-spin n'intervient pas. L'application de la théorie à l'alun de chrome permet de confronter la théorie avec l'expérience.

L'effet Faraday dans le domaine des ondes centimétriques a pour origine l'aimantation induite par l'onde électromagnétique ([1]). Au voisinage de la résonance paramagnétique, cette aimantation induite dans un plan perpendiculaire au champ magnétique constant est régie par l'interaction spin-spin dont l'effet disparaît de part et d'autre de la résonance : c'est le domaine de transparence paramagnétique. Dans ce domaine, le système de spins se trouve en équilibre statistique à tout instant; il est régi par une matrice de densité ρ. L'aimantation induite est donc en phase avec le champ appliqué et aucune absorption ne se produit. La dispersion qui résulte de cette aimantation est une dispersion adiabatique, le système de spin ne pouvant échanger de l'énergie avec le réseau à cause de la petitesse de la période de l'onde devant le temps de relaxation spin-réseau. On se représente classiquement cette dispersion comme résultant d'une « précession forcée » ([1]) de l'aimantation autour du champ magnétique constant, d'une façon analogue aux « oscillations forcées » ([2]) des oscillateurs de Lorentz.

Soit H^0 l'hamiltonien de l'ion en présence du champ constant $\vec{H}$, qui est supposé diagonalisé par le système de fonctions d'onde ψ_n. L'hamiltonien perturbé sera

$$H = H^0 - \vec{m}.\vec{h}\cos\omega t,$$

où $\vec{m}$ est l'opérateur moment magnétique, et $\vec{h}$ l'amplitude du champ magnétique alternatif perpendiculaire à $\vec{H}$. Le problème de perturbation dépendant du temps se traite de la manière habituelle. Nous écrirons pour la diffusion dipolaire magnétique d'un ion à l'état n :

$$(\vec{m})_{nn} = -|\vec{h}| \sum_m \vec{m}^{\vec{h}}_{mn} m^{\vec{h}}_{mn} \left[\frac{e^{i\omega t}}{W_n - W_m + h\nu} + \frac{e^{-i\omega t}}{(W_n - W_m - h\nu)}\right] + \text{c. c.}$$

Les composantes suivant $\vec{h}$, des éléments de matrice non diagonaux m_{nm} dans la base ψ_n qui figurent ici décrivent l'aimantation induite. La dispersion, et la susceptibilité adiabatique s'obtiennent en prenant la moyenne statistique de $(\vec{m})_{nn}$ suivant la distribution de Boltzmann initiale $e^{-W_n/kT}$, sans tenir compte de la perturbation due au champ alternatif, puisque l'interaction spin-réseau n'intervient pas, c'est-à-dire les populations n'ont pas le temps de suivre la distribution de Boltzmann au rythme de la perturbation. Cela conduit à une formule de dispersion de la même forme que celle de Kramers-Heisenberg.

Le pouvoir rotatoire paramagnétique résulte de cette dispersion. Un ion se trouvant dans l'état n y contribue par un vecteur de rotation $\vec{\Omega}_n$ et dans l'état $-n$, par $-\vec{\Omega}_n$ (le diamagnétisme étant négligé). En effet, dans l'image classique de l'effet Faraday ([3]), la rotation se décrit par deux courbes de dispersion correspondant aux deux composantes circulaires d'un champ rectilignement polarisé ; les deux courbes étant déplacées de ω_L (fréquence de Larmor) à droite et à gauche suivant la décomposition de Zeeman de la fréquence de résonance ω_0. Dans le cas paramagnétiqne, cette image s'applique à condition de prendre $\omega_0 = 0$, puisque la fréquence de résonance paramagnétique disparaît en l'absence du champ constant.

La partie imaginaire du tenseur hermitique de la susceptibilité donne, d'une façon analogue au cas optique ([4]) :

$$\vec{\Omega}_n = \frac{i\nu}{h} \sum_m{}' \frac{\vec{m}_{nm} \wedge \vec{m}_{mn}}{\nu^2 - \nu^2_{nm}},$$

où la sommation sur m s'étend à tous les niveaux couplés par le moment magnétique au niveau n.

Ce sont essentiellement les quatre niveaux fondamentaux de spin qui interviennent dans l'alun de chrome. Et la rotation para-magnétique résulte de la

différence des populations des quatre niveaux. On a

$$\vec{\Omega} = \frac{2\pi\nu N}{c\mu_0\sqrt{\mu'}}\vec{\Omega}_n \rho_n^0 \qquad \text{où} \quad \rho_n^0 = C\exp\left(-\frac{W_n}{kT}\right),$$

N est le nombre d'ions par centimètre cube, μ' est la perméabilité magnétique du milieu.

La projection de $\vec{\Omega}$ sur $\vec{H}$ est l'angle θ cherché, ce qui met bien en évidence que c'est l'aimantation induite dans un plan perpendiculaire à $\vec{H}$ qui provoque la rotation. Le tableau suivant réunit les résultats théoriques obtenus pour le monocristal d'alun de chrome (dans le cas où $\vec{H}$ fait avec l'axe trigonal l'angle $\arccos 1/\sqrt{3}$) et les résultats expérimentaux de M. Gozzini ([5]) obtenus pour la poudre :

H (Œrs).	$\theta_{min}^{théor}$.	θ_{min}^{exp}.	H (Œrs).	$\theta_{min}^{théor}$.	θ_{min}^{exp}.
1 640.........	7,8	10	3 750.........	−59	−40
1 780.........	8,3	25	3 820.........	−54	−40
2 440.........	19,0	30	3 870.........	−42	−50
2 700.........	28,4	40	3 890.........	−41	−65
3 000.........	83	40	4 050.........	−36	−65
3 050.........	139	40	4 230.........	−24	−70
			4 350.........	−20	−60

Les éléments de matrice du moment magnétique ont été calculés dans la base ψ_n de l'approximation zéro, obtenue par la diagonalisation du terme de Zeeman dans le quadruplet de spin fondamental. Le moment orbital étant bloqué, le spin y contribue seul.

La différence entre $\theta^{théo}$ et θ^{exp} change de signe au voisinage de 2850 Oe et 3850 Oe, de part et d'autre de la résonance. C'est dans cet intervalle qu'intervient l'interaction spin-spin qui empêche ainsi la « catastrophe de dispersion » de se produire. Notons que les deux fréquences de résonance ([6]) sont séparées de 420 Oe ; ce qui réduit le demi-intervalle de l'interaction spin-spin à quelque 270 Oe.

Cette théorie demande à être complétée dans le domaine d'interaction spin-spin. L'état actuel de cette dernière rend cette étude extrêmement ardue; aussi est-elle traitée aujourd'hui d'une façon macroscopique ([7]).

([1]) F. Bloch, *Phys. Rev.*, 70, 1946, p. 460.
([2]) L. de Broglie, *La matière et le rayonnement*, Paris, 1938.
([3]) R. Becker, *Théorie des électrons*, Paris, 1938.
([4]) H. A. Kramers, *Proc. Acad. Amst.*, 33, 1930, p. 959.
([5]) A. Gozzini, *Nuovo cimento*, 8, 1951, p. 928.
([6]) P. R. Weiss, *Phys. Rev.*, 73, 1948, p. 470.
([7]) J. Soutif-Guicherd, *Thèse*, Grenoble, 1957.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Remarque sur le couplage des électrons d'un métal par paires de spin antiparallèles et théorie de la supraconductivité*. Note de M. **Jacques des Cloizeaux**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans un récent travail sur la théorie de la supraconductivité Bardeen, Cooper et Schrieffer (1) ont décrit les états du système électronique en partant de l'hamiltonien suivant :

$$H = \sum_{K > K_F} \varepsilon_K c^+_{K\sigma} c_{K\sigma} + \sum_{K < K_F} |\varepsilon_K| c_{K\sigma} c^+_{K\sigma} - \frac{1}{2} \sum_{K, K', \sigma, \sigma', q} V c^+_{K'-q,\sigma} c_{K'\sigma} c^+_{K+q,\sigma'} c_{K,\sigma'}.$$

Le dernier terme représente un potentiel attractif, somme d'un terme dû à l'interaction électron-phonon et d'un terme de répulsion coulombienne écranté.

ε_K représente l'énergie de Bloch relative au niveau de Fermi.

K_F est le module d'un vecteur d'onde associé au niveau de Fermi.

c^+_K et c_K sont les opérateurs de création et d'annihilation pour les électrons.

Les auteurs ont construit l'état de base du système en se restreignant aux configurations pour lesquelles les états sont occupés par paires : selon leur hypothèse les états $K\uparrow$ et $-K\downarrow$ de l'espace des moments sont toujours occupés simultanément. Les opérateurs de création et d'annihilation pour les paires sont alors définies comme suit : $b^+_K = c^+_{K\uparrow} c^+_{-K\downarrow}$, $b_K = c_{-K\downarrow} c_{K\uparrow}$. Malheureusement les opérateurs b^+_K et b_K ne sont pas invariants par rapport au groupe des rotations. Or l'hamiltonien lui-même reste invariant par rotation et l'état de base s'il n'est pas dégénéré, doit être invariant lui aussi.

Il est possible de remédier à ce défaut en introduisant des excitations invariantes, sans pour autant altérer les résultats.

Abandonnant la définition de Bardeen, Cooper et Schrieffer, pour b^+_K et b_K nous poserons :

$$b^+_K = \frac{1}{\sqrt{2}} [c^+_{K\uparrow} c^+_{-K\downarrow} - c^+_{K\downarrow} c^+_{-K\uparrow}],$$

$$b_K = \frac{1}{\sqrt{2}} [c_{-K\downarrow} c_{K\uparrow} - c_{-K\uparrow} c_{K\downarrow}].$$

L'opérateur b^+_K est maintenant invariant : il est associé à la création de deux électrons, l'un dans l'état K, l'autre dans l'état — K, les spins de ces deux électrons étant véritablement antiparallèles (état singlet).

Nous aurons toujours : $[b^+_K, b^+_{K'}] = 0$.

Nous remarquons alors que $b^+_K = b^+_{-K}$ contrairement à ce qui se passait dans la théorie de Bardeen, Cooper et Schrieffer.

Pour créer deux électrons dans l'état K et deux électrons dans l'état — K, nous devrons donc utiliser l'opérateur b^{+2}_K.

En effet : $b^{+2}_K = - c^+_{-K\downarrow} c^+_{-K\uparrow} c^+_{K\downarrow} c^+_{K\uparrow}$ et $b^{+3}_K = 0$.

Considérons alors la fonction d'onde suivante :

$$\Psi = \prod_{K}{}' \left[(1 - \alpha_K - \beta_K)^{\frac{1}{2}} + \beta_K^{\frac{1}{2}} b_K^+ + \alpha_K^{\frac{1}{2}} b_K^{+2} \right] \Phi_0$$

Φ_0 représente l'état vide.

Le symbole « prime » signifie que l'on n'opère que sur la moitié des vecteurs $\vec{K}$ de façon que pour deux vecteurs $\vec{K}'$ et $\vec{K}''$ correspondant à des termes du produit nous ayons toujours $\vec{K}' + \vec{K}'' \neq 0$.

L'état de base du système sera égal à la somme des termes de Ψ correspondant à N couples d'électrons.

Il est alors facile de voir que α_K représente la probabilité pour que les états $+K$ et $-K$ soient occupés par deux couples d'électrons, β_K la probabilité pour qu'ils soient occupés par un seul couple, $(1 - \alpha_K - \beta_K)$ la probabilité pour qu'ils soient vides. L'énergie de Bloch s'écrira alors :

$$W_B = 2 \sum_{K > K_F}{}' \varepsilon_K (\beta_K + 2\alpha_K) + 2 \sum_{K < K_F}{}' |\varepsilon_K| (2 - \beta_K - 2\alpha_K).$$

Dans l'énergie de Coulomb nous ne retiendrons que les termes qui couplent les paires entre elles.

Transition entre les fonctions φ_{K_1, K'_0} et φ_{K_0, K'_1}

$$W_I = -2 V_{KK'} \beta^{\frac{1}{2}} \beta_{K'}^{\frac{1}{2}} (1 - \alpha_K - \mu_K)^{\frac{1}{2}} (1 - \alpha_{K'} - \beta_{K'})^{\frac{1}{2}}.$$

Transition entre les fonctions φ_{K_2, K'_1} et φ_{K_1, K'_2}

$$W_{II} = -2 V_{KK'} \beta_K^{\frac{1}{2}} \beta_{K'}^{\frac{1}{2}} \alpha_K^{\frac{1}{2}} \alpha_{K'}^{\frac{1}{2}}.$$

Transition entre les fonctions φ_{K_2, K'_0} et φ_{K_1, K'_1}, φ_{K_1, K'_1} et φ_{K_0, K'_2}

$$W_{III} = -2 V_{KK'} \beta_K^{\frac{1}{2}} \beta_{K'}^{\frac{1}{2}} \left[\alpha_K^{\frac{1}{2}} (1 - \alpha_{K'} - \beta_{K'})^{\frac{1}{2}} + \alpha_{K'}^{\frac{1}{2}} (1 - \alpha_K - \beta_K)^{\frac{1}{2}} \right].$$

L'énergie de l'état fondamental s'écrit :

$$W_0 = \sum_{K > K_F}{}' [2\beta_K + 4\alpha_K] \varepsilon_K + \sum_{K < K_F}{}' [4 - 2\beta_K - 4\alpha_K] |\varepsilon_K|$$
$$- 2 \sum_{K, K'}{}'' V_{KK'} \beta_K^{\frac{1}{2}} \left[(1 - \alpha_K - \beta_K)^{\frac{1}{2}} + \alpha_K^{\frac{1}{2}} \right] \beta_{K'}^{\frac{1}{2}} \left[(1 - \alpha_{K'} - \beta_{K'})^{\frac{1}{2}} + \alpha_{K'}^{\frac{1}{2}} \right].$$

Posons alors $u_K = \beta_K + 2\alpha_K$, $\beta_K = u_K - 2\alpha_K$,

$$W_0 = \sum_{K > K_F}{}' 2 u_K \varepsilon_K + \sum_{K < K_F}{}' (4 - 2u_K) |\varepsilon_K|$$
$$- 2 \sum_{KK'}{}'' V_{KK'} [u_K - 2\alpha_K]^{\frac{1}{2}} \left[(1 - u_K + \alpha_K)^{\frac{1}{2}} + \alpha_K^{\frac{1}{2}} \right] [u_{K'} - 2\alpha_{K'}]^{\frac{1}{2}} \left[(1 - u_{K'} + \alpha_{K'})^{\frac{1}{2}} + \alpha_{K'}^{\frac{1}{2}} \right].$$

Nous devrons avoir $\partial W_0 / \partial \alpha_K = 0$ et $\partial W_0 / \partial u_K = 0$.

La première équation donne la condition : $u_K^2 = 4\alpha_K$.

Posons alors $u_K = 2h_K$, $\alpha_K = h_K^2$, $\beta_B = 2h_K(1 - h_K)$.

Nous en tirons

$$W_0 = \sum{}' 4\varepsilon_K h_K - 4\sum_{KK'}{}'' V_{KK'} h_K^{\frac{1}{2}}(1 - h_K)^{\frac{1}{2}} h_{K'}^{\frac{1}{2}}(1 - h_{K'})^{\frac{1}{2}}.$$

On retombe sur l'expression de Bardeen, Cooper et Schrieffer.

La fonction ψ s'écrira maintenant :

$$\Psi = \prod_K{}' (1 - h_K) + [2h_K(1 - h_K)]^{\frac{1}{2}} b_K^+ + h_K b_K^{+2}].$$

Cette fonction d'onde est identique à la fonction proposée par Bardeen, Cooper et Schrieffer, et tous les résultats qu'on peut tirer de ces expressions sont identiques.

Remarquons qu'il est possible d'introduire des excitations en créant deux électrons, l'un dans l'état K, l'autre dans l'état $-$K, les spins de ces deux électrons étant parallèles (état triplet). Le spin résultant peut par exemple être pris parallèle au vecteur $\vec{K}$. Toutefois dans ce cas l'introduction de paires virtuelles ne conduit à aucun gain d'énergie car l'interaction entre deux paires définies par les vecteurs $\vec{K}$ et $\vec{K}'$ est proportionnelle à $\vec{K}\vec{K}'/KK'$ et il y a compensation entre les termes positifs et négatifs

(1) J. Bardeen, L. N. Cooper et J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, 108, 1957, p. 1175.

ÉLECTRICITÉ. — *Remarques sur quelques propriétés électriques des couches d'argent très minces.* Note (*) de MM. **Clément Uny** et **Nicolas Nifontoff**, transmise par M. Louis Néel.

Cette Note est relative à l'étude des écarts à la loi d'Ohm de dépôts très minces d'argent, entièrement réalisés sous vide et projetés sur support de silice amorphe. On précise par ailleurs certaines conditions expérimentales favorables à l'obtention de couches plus stables.

Dans le présent travail nous avons continué à développer les travaux déjà décrits dans une précédente Note, relatifs à l'étude des écarts à la loi d'Ohm et de l'effet de scintillation présentés par des couches très minces d'argent. Ces couches étaient déposées, par évaporation thermique sous vide, sur un support de verre ou de silice amorphe dans un étroit sillon de 20 à 30 μ de large qui, dans nos travaux précédents, était tracé à l'aide d'une aiguille fine sur une couche d'argent plus épaisse, projetée au préalable pour servir d'électrodes. Le sillon ainsi obtenu présentait des bords irré-

guliers et l'opération nécessitait une exposition du support à l'air, ce qui entraînait certainement des phénomènes d'adsorption ou même d'oxydation, à la surface des électrodes.

Il nous a donc paru utile d'avoir un sillon plus régulier, réalisé et maintenu sous vide. Nous avons pour cela monté un dispositif mécanique qui permet de mettre au contact du support, pendant la projection des électrodes, un fil de tungstène de 20 μ de diamètre. La projection terminée, ce fil peut être éliminé, ce qui découvre un sillon de 20 μ de large dont les bords apparaissent nets au microscope. Dans certains cas, il semble cependant que des atomes d'argent ont pu contourner le fil et se déposer dans le sillon au cours de la projection des électrodes, ce qui, probablement, modifie les propriétés de la couche mince projetée ensuite, comme nous l'expliquerons plus loin.

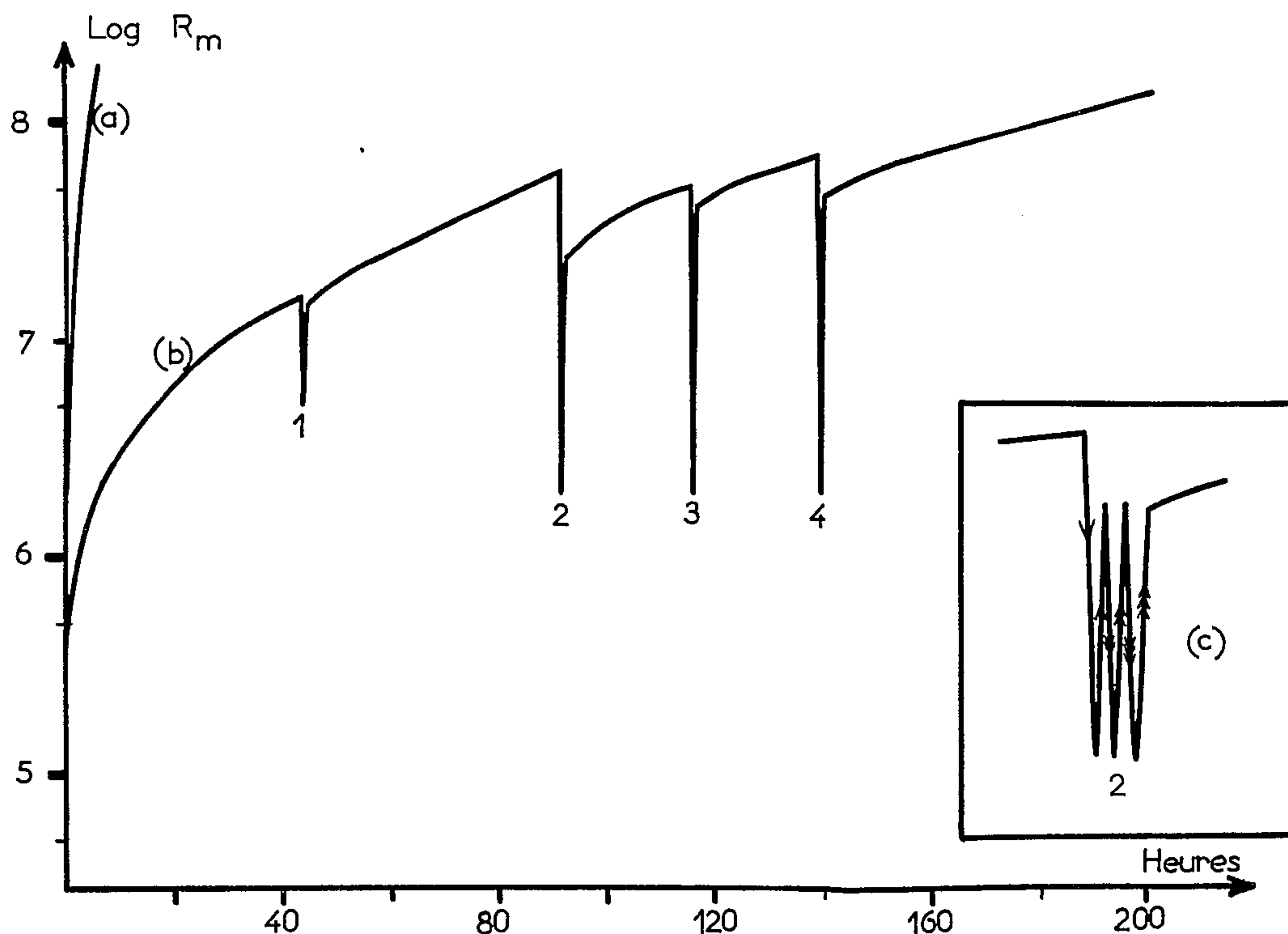


Fig. 1.

Pour éviter cela, nous avons réalisé simultanément la projection des électrodes et de la couche proprement dite en maintenant volontairement le fil à une faible distance du support pendant la projection. Des atomes de métal contournent le fil et viennent se déposer de façon sensiblement uniforme dans le sillon dont les bords restent suffisamment nets, comme le montre l'examen au microscope. La résistance du dépôt métallique

était contrôlée en cours de projection. Avant d'étudier les écarts à la loi d'Ohm, nous avons suivi chaque fois l'évolution naturelle de ces couches en fonction du temps. Leur résistance varie très vite après la projection (*fig.* 1, courbe *a*), comme nous l'avons déjà mentionné [1]. Les mesures relatives à l'étude des écarts à la loi d'Ohm doivent donc être faites peu de temps après la projection. Nous devons alors tenir compte, au cours de nos mesures, de la superposition de deux phénomènes : augmentation de la résistance en fonction du temps et variation de cette résistance en fonction de l'intensité du courant qui traverse le sillon [1].

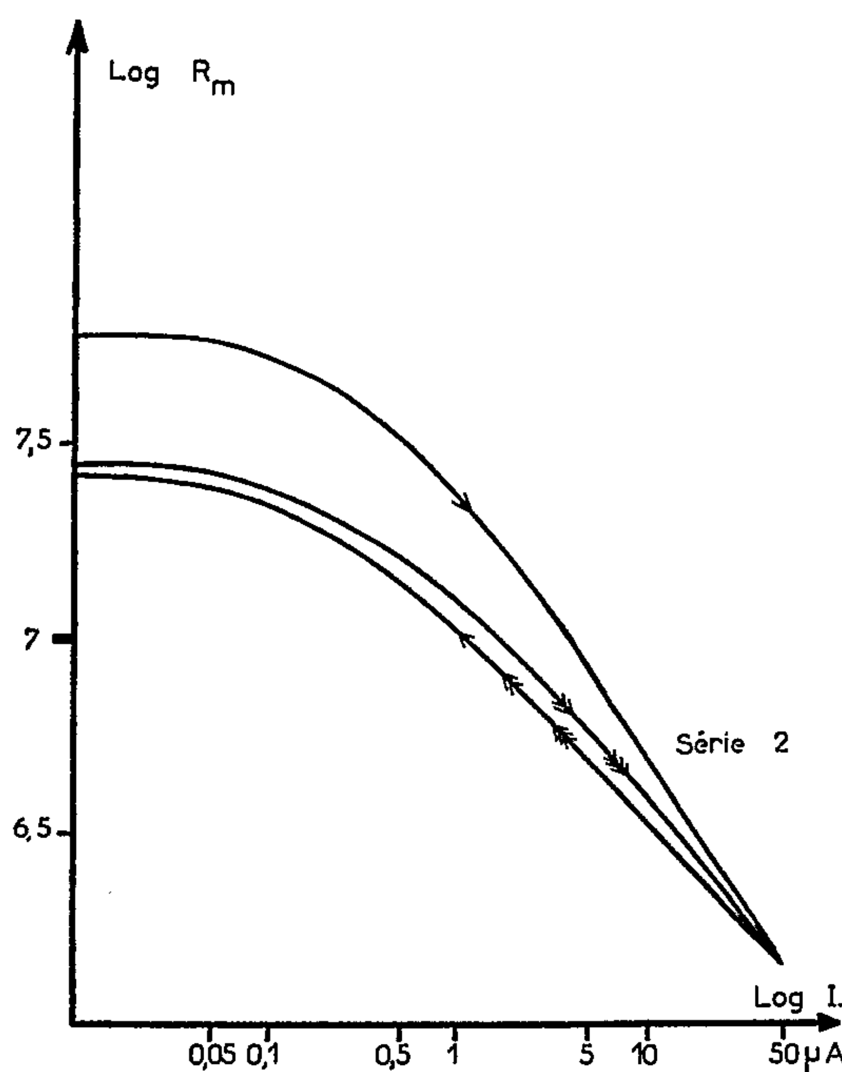


Fig. 2.

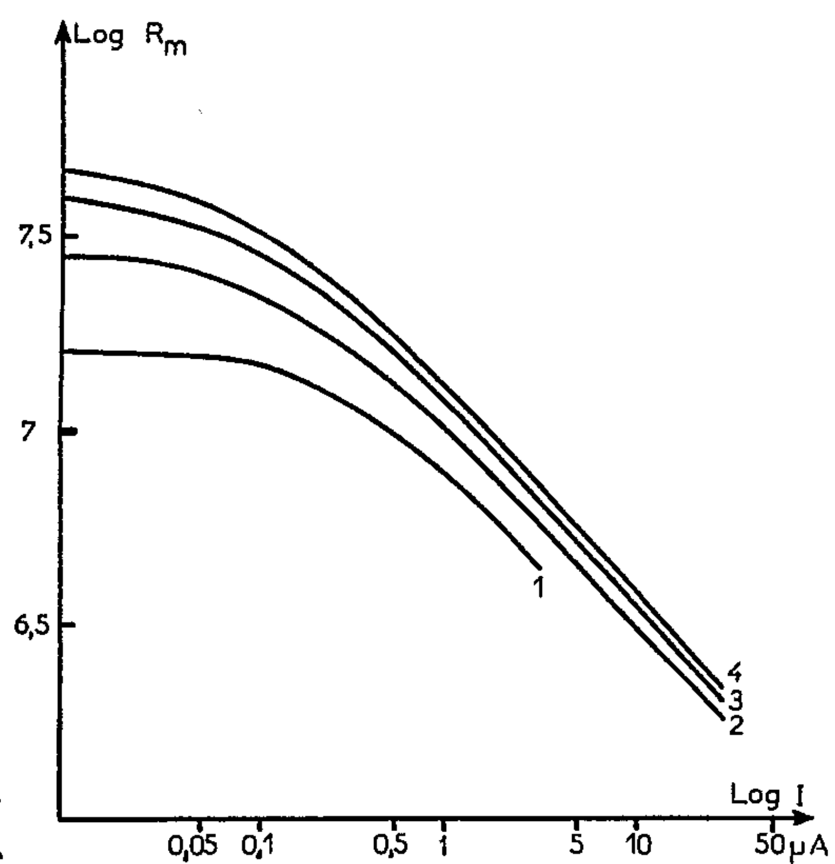


Fig. 3.

Cependant, nous avons remarqué que, si l'on conduit l'expérience de façon à déposer dans le sillon, avant la projection de la couche mince proprement dite, une première couche métallique, fût-elle extrêmement mince (résistivité superficielle $R_s > 2.10^6\,\Omega$), la couche qui résulte de la superposition des deux projections, bien qu'évoluant encore très vite immédiatement après la projection, ne présente plus qu'une évolution assez lente au bout de 20 à 30 h (pendant 1 h, durée approximative d'une série de mesures relatives aux écarts à la loi d'Ohm, la résistance varie de 1 à 3 %) (*fig.* 1, courbe *b*). Pour chaque couche de ce dernier type, nous avons fait au cours de son évolution plusieurs séries de mesures d'écarts à la loi d'Ohm comme le montre cette dernière courbe. La courbe *c* de la figure 1 représente en détail le résultat d'une de ces séries de mesures, consistant en plusieurs cycles aller-retour, obtenus en faisant croître,

puis décroître le courant et en inversant, après chaque cycle, le sens de passage du courant I dans la couche. La figure 2 donne les courbes Log R = f (log I) relatives à la même série de mesures.

Les figures 1 (courbe c) et 2 semblent montrer que, pour chaque série de mesures, quand on applique pour la première fois une tension continue croissante, la résistance de la couche subit, en plus des variations réversibles dues aux écarts normaux à la loi d'Ohm, une diminution irréversible (2). Les cycles suivants ne mettent en évidence, au contraire, que des phénomènes pratiquement réversibles. Nous aurions donc au début un effet irréversible du champ électrique qui serait analogue à celui déjà noté dans le cas de couches minces de carbone (3). Sur la figure 3 nous avons porté, à titre de comparaison, les courbes « réversibles » log R = f (log I) relatives aux diverses séries de mesures effectuées sur la même lame. Les courbes réversibles relatives à des lames différentes présentent également entre elles de grandes analogies; il en est de même des courbes relatives à l'effet de scintillation.

Nous avons réalisé une quinzaine de couches par projection unique et une dizaine par projection en deux fois. Nous avons remarqué que les couches minces d'argent préparées suivant la dernière méthode étaient beaucoup moins susceptibles de claquage que les précédentes, ce qui nous a permis de pousser les mesures jusqu'à des intensités de 20 à 30 μA sans dommage apparent et de faire, pour chaque lame, plusieurs séries de mesures à différentes périodes de son évolution (*fig.* 1, courbe b).

(*) Séance du 3 février 1958.

(1) C. Uny et N. Nifontoff, *Comptes rendus*, 244 1957, p. 729.

(2) M. Perrot et J. P.-David, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1753.

(3) N. Nifontoff, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1755.

SEMI-CONDUCTEURS. — *Variation avec la température de la fréquence de coupure de transistors à jonctions en montage émetteur-commun.* Note de MM. **Raymond Birebent** et **Roger Morelière**, transmise par M. Charles Camichel.

Les auteurs ont établi expérimentalement pour certains transistors une loi de variation de la fréquence de coupure en montage émetteur-commun en fonction de la température absolue.

Au cours de recherches sur l'influence de la température sur la fréquence de coupure des transistors à jonctions, nous avons pu constater que, pour certains d'entre eux, il existe une relation simple entre la fréquence de coupure f_{cb}, en montage émetteur-commun et la température absolue T.

Tous les transistors étudiés étaient du type à jonctions *p-n-p* obtenues par diffusion et ils étaient soumis à des variations de température allant de — 20 à + 30° C.

Dans tous les cas, nous avons observé une diminution régulière de la fréquence de coupure f_{cb} avec l'accroissement de la température. Pour certains transistors, cette variation obéit à une loi de la forme

$$f_{cb} = \mathrm{BT}^{-m}, \qquad (1)$$

B étant une constante.

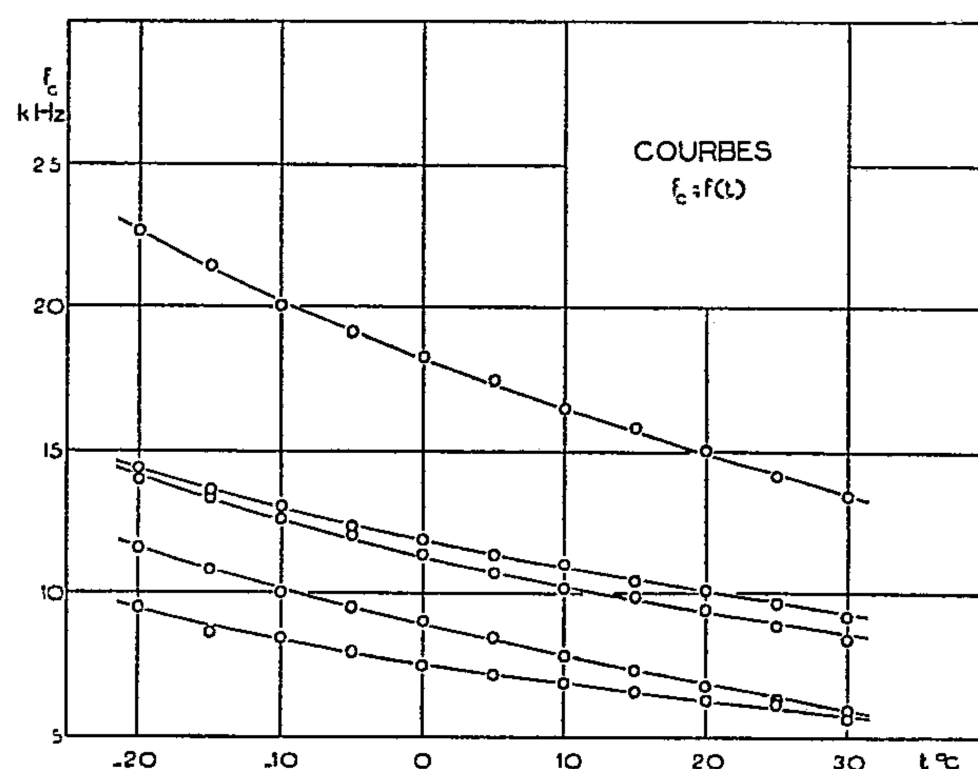


Fig. 1.

La figure 1 représente, pour cinq d'entre eux, les courbes $f_{cb} = f(t)$ et la figure 2, les courbes $\mathrm{Log} f_{cb} = f(\mathrm{Log T})$ (avec des échelles logarithmiques différentes pour les deux axes).

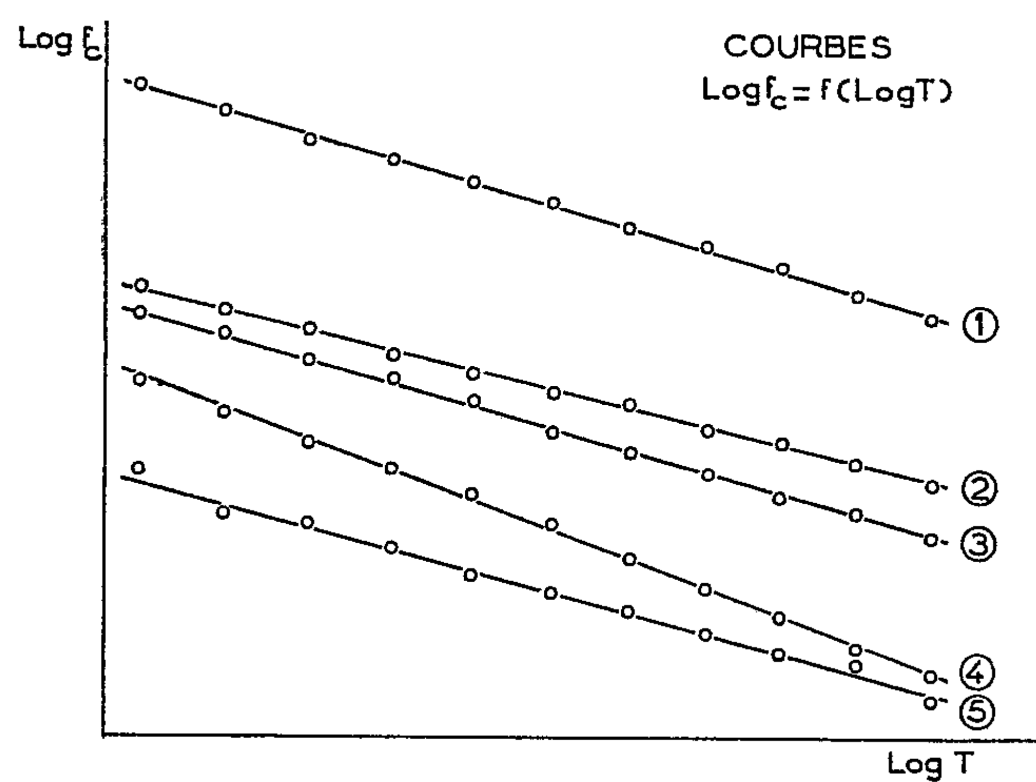


Fig. 2.

Les points expérimentaux se situent effectivement sur une droite d'équation

$$\text{Log} f_{cb} = \text{Log} B - m \,\text{Log} T,$$

les écarts étant au maximum de ± 3 %. Les pentes de ces droites sont :

	m.		m.
Droite n° 1	$-2,84$	Droite n° 4	$-3,58$
» » 2	$-2,37$	» » 5	$-2,61$
» » 3	$-2,79$		

On sait que f_{cb} est liée à $f_{c\alpha}$ (fréquence de coupure en B. C.) par la relation approchée :

$$f_{cb} \simeq (1 - \alpha) f_{c\alpha} \simeq \frac{f_{c\alpha}}{1 + b}.$$

Les courbes $\text{Log} f_{c\alpha} = f(\text{Log}\, T)$ tracées à partir des valeurs expérimentales de f_{cb} sont très sensiblement des droites ce qui montre que

$$(2) \qquad f_{c\alpha} = A T^{-n} \qquad (n < m),$$

relation qu'on peut déduire de considérations théoriques et que nous avons effectivement vérifiée même dans le cas de transistors qui n'obéissent pas à la relation (1). On peut en déduire que les transistors considérés précédemment doivent être tels que leur gain en courant en montage émetteur-commun varie avec la température suivant la loi $b = CT^{p} - 1$ où $p = m - n$.

OPTIQUE ULTRAHERTZIENNE. — *Analyseur polarimétrique à double sonde pour la bande des* 1 000 MHz. Note de M. **François Picherit**, transmise par M. Gaston Dupouy.

L'étude de la rotation d'une vibration électromagnétique dans un guide d'onde circulaire peut se faire à l'aide d'un analyseur tournant muni d'une seule sonde. La précision des pointés est de l'ordre d'une fraction de degré. Si les rotations sont faibles, leur étude nécessite l'emploi d'un analyseur très sensible.

Mme Soutif [1] a réalisé un analyseur avec deux sondes débitant en opposition dans un potentiomètre à point milieu. La tension différentielle est mesurée au moyen d'un galvanomètre. M. Raoult [2] a adapté ce système à la mesure des ellipticités.

Avec ces dispositifs l'analyseur à double sonde peut être employé de deux manières : Après avoir réalisé à vide l'équilibre des courants détectés par les sondes, la rotation de la vibration électromagnétique une fois introduite est mesurée en faisant tourner l'analyseur pour avoir à nouveau l'équilibre des courants détectés. La précision obtenue est de l'ordre de 3′.

La précision est nettement améliorée, si on laisse l'analyseur fixé à la position initiale et si l'on mesure le courant différentiel provoqué par la rotation de la vibration. La précision peut alors atteindre, d'après Mme Soutif, 6″. Mais cette méthode exige que la rotation ne soit pas accompagnée d'une variation de l'amplitude de l'onde électromagnétique ou d'un phénomène d'ellipticité, afin que le courant différentiel ne dépende que d'un seul paramètre : la rotation; ce n'est pas le cas par exemple pour l'effet Cotton hertzien [3] ou pour l'effet Faraday des ferrites [4].

J'ai donc essayé de réaliser au laboratoire de spectropolarimétrie un analyseur à double sonde dans la bande des 10 000 MHz qui puisse être affranchi des phénomènes annexes cités précédemment.

L'appareil est constitué de la manière suivante : un klystron reflex 723 AB excite un guide rectangulaire, une transition rectangulaire-circulaire permet d'exciter le guide circulaire. Le découplage entre le klystron et l'analyseur est réalisé par un atténuateur variable [5]. L'analyseur est constitué d'une section de guide circulaire fixe supportant un cercle gradué et d'une partie tournante supportant les deux sondes qui sont dans le même plan perpendiculaire à l'axe du guide et à 90° l'une de l'autre et l'index muni du vernier au 1/100e de degré. La partie tournante est solidaire de la terminaison adaptée (cône en bois graphité).

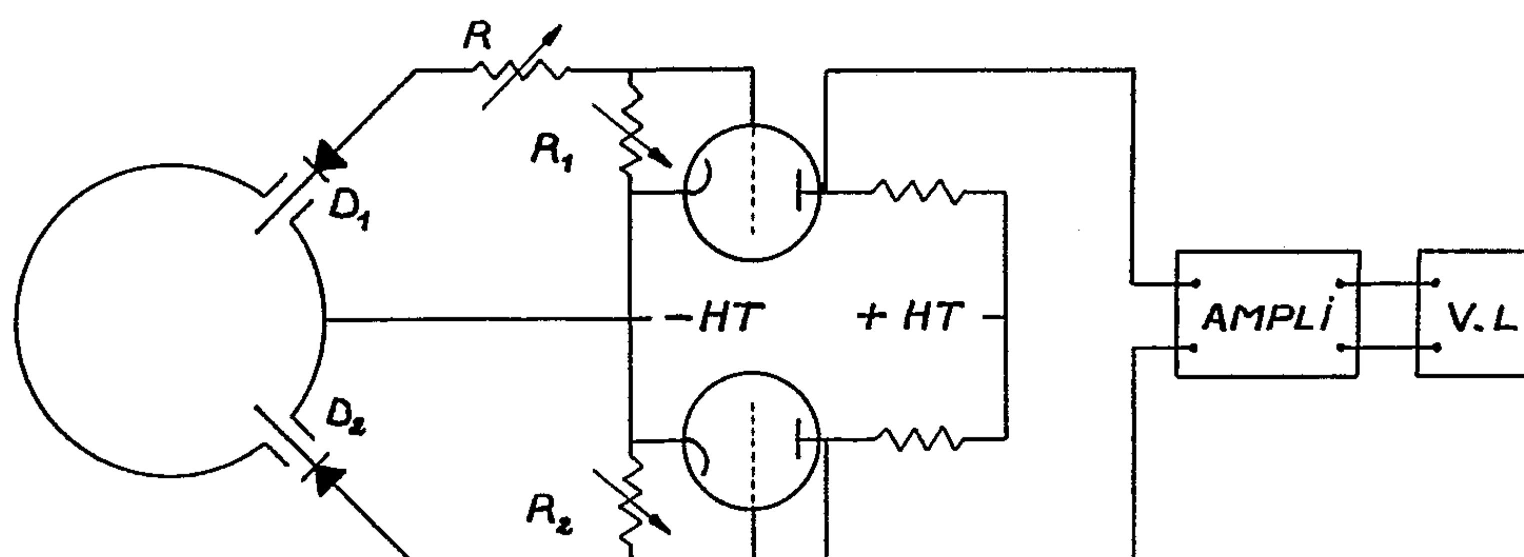


Schéma de principe.

L'onde électromagnétique (mode TE 11) est modulée en amplitude par des signaux rectangulaires de fréquence 1000 Hz. Les détecteurs D 1 et D2 débitent dans les circuits de grille de deux triodes (*figure*); la différence de potentiel entre les anodes des triodes est proportionnelle à la différence des courants détectés. La tension différentielle est amplifiée et mesurée par un voltmètre à lampe. Le gain total est de 300.

L'équilibrage des deux sondes, de même longueur et préalablement accordées, est réalisé de la façon suivante : On injecte sur les grilles des triodes une tension de référence modulée par des signaux rectangulaires de fréquence 1000 Hz, de façon à équilibrer les deux triodes par l'inter-

médiaire des rhéostats R 1 et R 2. Ensuite seulement, les deux sondes sont amenées successivement dans le plan de polarisation de l'onde et leur débit est comparé à la tension de référence; la précision du réglage est du 1/1000e. Cette méthode de réglage a l'avantage de déterminer l'azimut exact de la vibration et d'éviter l'introduction d'un zéro fictif. La mesure de la rotation se fait en tournant l'analyseur de façon à annuler le courant différentiel. L'alimentation des triodes est réalisé par des piles. La stabilisation est améliorée par l'introduction d'une penthode dans le circuit des cathodes, suivant une idée préconisée par Oemichen. Le système électronique introduit un bruit de fond qui se traduit par un minimum très légèrement différent de zéro. On ne pointe pas ce minimum, mais deux positions de part et d'autre et pour lesquelles le courant est identique.

Pour vérifier la stabilité et la fidélité de l'appareil, j'ai fait une série de pointés d'abord pour une vibration rectiligne : sur 100 pointés 80 sont compris dans un intervalle de 36″ et la représentation graphique de la fréquence des mesures en fonction des intervalles permet, en pointant le maximum de la courbe en cloche obtenue, de déterminer la rotation de la vibration avec une incertitude inférieure à 6″. J'ai recommencé l'expérience avec des vibrations elliptiques, obtenues en interposant sur l'onde une section de guide elliptique (6). On devrait s'attendre à une nette diminution de sensibilité. Cependant, même dans le cas très défavorable, où l'ellipse expérimentée avait un rapport d'axe égal à 0,9, les pointés pouvaient encore être effectués à une précision dix fois moindre et à condition d'augmenter la puissance de l'onde incidente de 8 dB j'atteignais à nouveau la précision statistique de 6″.

(1) Mme J. Soutif, *Thèse*, Grenoble, 1957.
(2) G. Raoult, *Onde Électrique*, 1955, p. 499.
(3) R. Servant, P. Loudette et A. Charru, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1978.
(4) R. Servant, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 53 S.
(5) A. Charru, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 96 S.
(6) A. Charru, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 101 S.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Observateur de champs tournants.*

Note de (*) MM. **Jacques Ducloz** et **René Perret**, transmise par M. Louis Néel.

Un oscillographe cathodique comporte trois déviations magnétiques triphasées et permet de mettre en évidence les composantes directe et inverse d'une distribution non équilibrée; plus généralement, l'étude des réseaux déséquilibrés ou en régime transitoire, est facilitée par le dispositif décrit.

L'observation directe, en un point quelconque d'un réseau triphasé, des champs tournants provoqués par le système des courants des trois

phases, fournit les amplitudes des tensions ou des intensités composantes, directe et inverse.

La composition du champ tournant nécessite la composition de trois champs provoqués par les trois grandeurs considérées. Un certain nombre de méthodes ont été proposées, en particulier par Darrieus et Favereau ([1]). Ces derniers ont utilisé un potentiomètre liquide triphasé dans lequel quatre électrodes détectent deux composantes orthogonales du champ dans l'espace, qu'ils appliquent aux plaques de déviation d'un oscilloscope.

Nous désirions l'image complète du champ tournant. Nous l'avons obtenue en composant dans l'espace trois champs magnétiques concourants décalés respectivement de 120° et proportionnels aux trois grandeurs mesurées. Un tube cathodique muni d'un ensemble de trois bobines de déviation dont les axes font entre eux des angles de 120° permet d'observer sur l'écran une ellipse représentative du champ tournant. Le grand axe de cette ellipse est proportionnel à la somme des composantes directe et inverse, le petit axe à la différence de leurs valeurs absolues. Le spot décrit l'ellipse dans le sens de la plus grande composante, directe ou inverse. Ce sens est repéré par stroboscopie de la façon suivante : la tension continue d'alimentation du tube provient d'une oscillation de haute fréquence (quelques kilohertz) réglable, redressée et filtrée. Un filtrage insuffisant laisse subsister une modulation de la fréquence d'alimentation, qui se traduit par une modulation de la luminosité du spot, donc par une courbe ponctuée sur l'écran. En réglant la fréquence au voisinage d'un multiple de la fréquence du phénomène observé, on obtient un déplacement lent de l'ensemble des points. Le sens de ce déplacement lève le doute sur le sens réel du parcours du spot. Pour obtenir un repérage de la phase du champ tournant, la luminosité du spot est affaiblie et des impulsions de tension, de phase constante, la renforcent périodiquement.

En ce qui concerne le montage des bobines de déviation, il importe que leurs axes respectifs forment strictement des angles de 120° entre eux. La condition d'identité des bobines est moins critique, les écarts pouvant être compensés par une impédance en série dans chaque bobine; les trois ensembles constitués chacun d'une bobine et d'une impédance en série doivent avoir le même facteur de puissance. L'ajustage de la position des bobines et de leurs impédances associées s'effectue en leur appliquant successivement une même tension alternative; on doit alors observer successivement sur l'écran trois segments de droites de même longueur et décalés respectivement de 120°. L'application de la même tension, simultanément aux trois systèmes de déviation permet de vérifier l'insensibilité de l'appareil aux composantes homopolaires.

Dans le cas général où des composantes harmoniques dues aux non-linéarités du réseau se superposent aux composantes fondamentales, la

courbe obtenue sur l'écran a pour équations paramétriques en fonction du temps :

$$x = \sum_{n=1}^{n=\infty} a_n \cos(n\omega t + \varphi_n),$$

$$y = \sum_{n=1}^{n=\infty} b_n \sin(n\omega t + \varphi_n).$$

La courbe peut avoir des formes très diverses, mais le plus souvent un seul harmonique existe et l'on observe une forme voisine d'une épicycloïde (dans certains cas, on obtient même exactement une courbe de ce type).

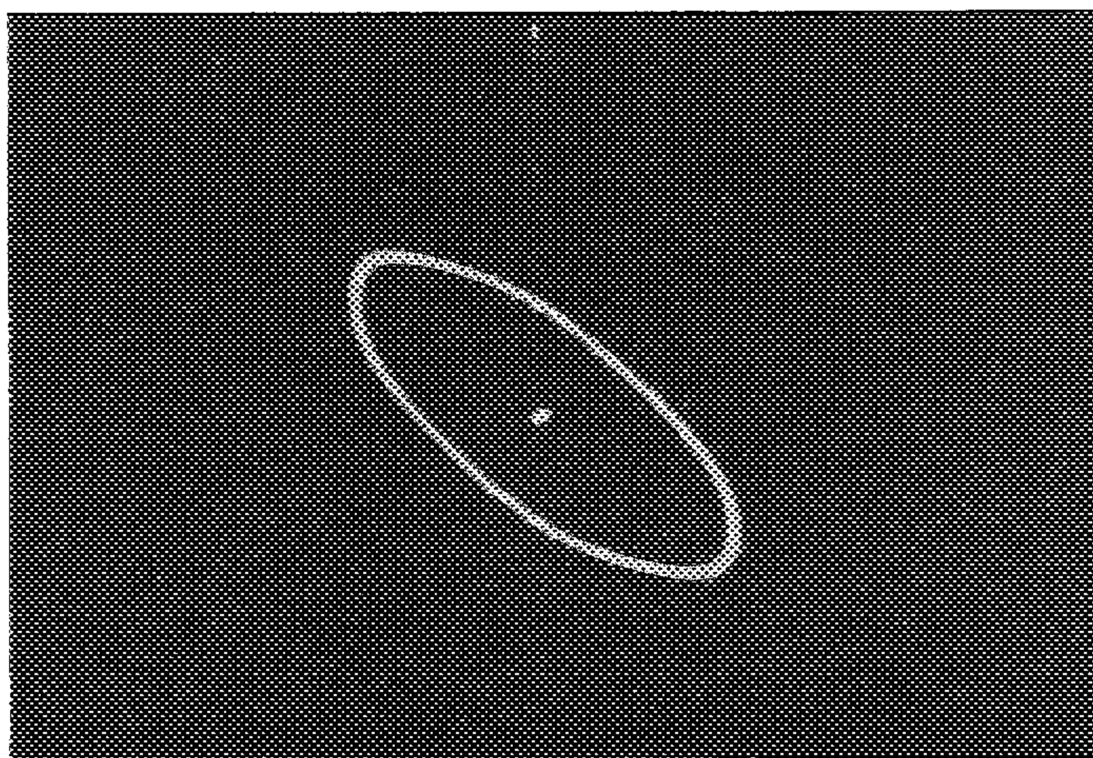


Fig. 1.

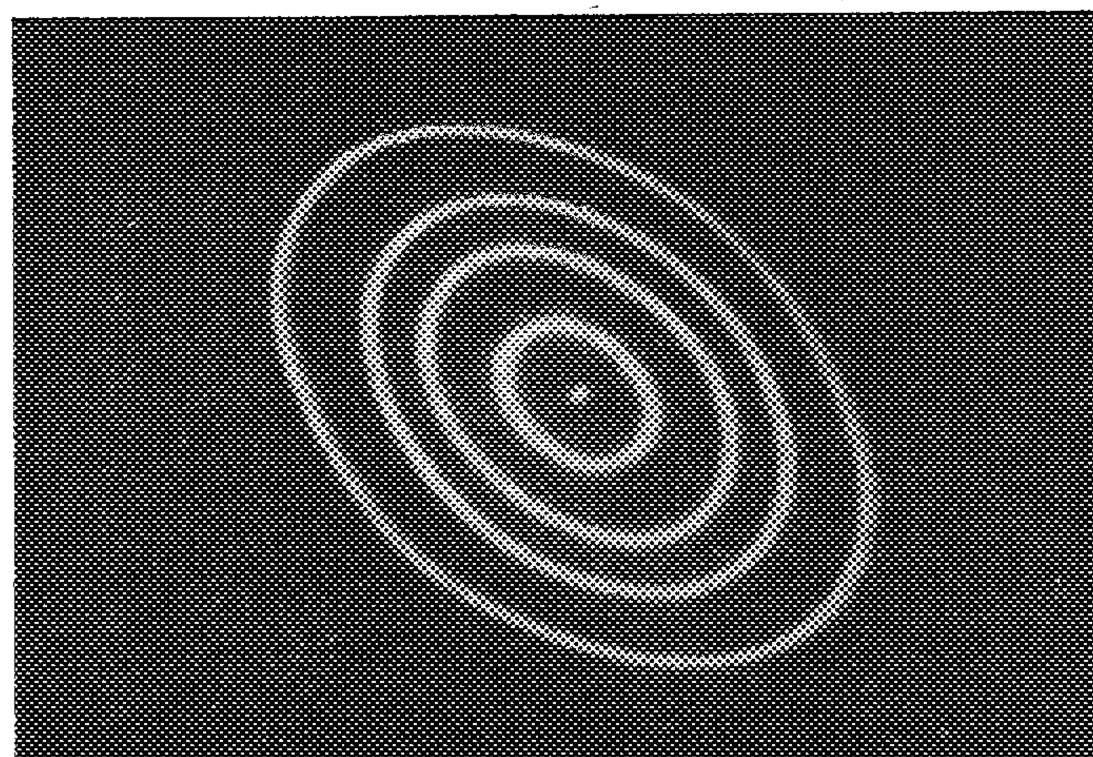


Fig. 2.

Par l'observation successive des champs tournants fournis par les systèmes de tension et d'intensité à l'entrée d'un réseau triphasé, cet appareil

permet l'analyse des déséquilibres et des non-linéarités de ce réseau. Il permet également une analyse rapide des impédances permanentes et transitoires des machines électriques à pôles saillants. Il est susceptible de nombreuses autres applications.

A titre d'exemple nous en indiquerons deux :

1° *Réseau triphasé déséquilibré. Source de tensions équilibrées.* — Le réseau est constitué par une ligne artificielle triphasée. Deux phases ont une charge résistive. La troisième est en court-circuit. La ligne est alimentée par une source triphasée de tensions équilibrées d'impédance interne très faible. De la somme et de la différence des axes de l'ellipse observée, on peut déduire aisément les amplitudes des composantes directe et inverse de l'intensité. Les cercles en pointillés correspondent à l'étalonnage.

2° *Réseau triphasé équilibré. Source de tensions déséquilibrées.* — Une source de tensions déséquilibrées alimente des charges équilibrées par l'intermédiaire d'une ligne artificielle triphasée. Les charges équilibrées ont été placées à l'extrémité et au milieu de la ligne. En tous les points les ellipses représentatives du champ tournant sont homothétiques. L'ellipse extérieure correspond au système de tensions d'entrée. Les ellipses intérieures correspondent respectivement aux systèmes d'intensités à l'entrée et dans les deux groupes de charges. On vérifie aussi l'égalité des impédances directes et inverses d'un réseau triphasé équilibré.

(*) Séance du 3 février 1958.

(1) *Conférence internationale des Grands Réseaux Électriques*, 1950, n° 129; 1952, n° 234.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Effet pelliculaire en ondes de choc.* Note (*) de M. Louis Castagnetto, transmise par M. Charles Camichel.

L'auteur propose des formules approchées permettant le calcul de l'effet pelliculaire dans un conducteur cylindrique parcouru par une onde de choc.

M. E. Constantinescu (1) a étudié ce problème et a donné des expressions exactes faisant intervenir une série double portant sur les racines de $J_1(x)$. Il applique la transformation de Laplace à un champ unité, puis au moyen du théorème de Duhamel-Carson il déduit l'effet pelliculaire en ondes de choc.

Nous allons procéder directement.

Soient i la densité du courant; μ et σ la perméabilité et la conductibilité du milieu; a le rayon du conducteur cylindrique.

Dans le système Giorgi rationalisé les équations de Maxwell donnent en

négligeant le courant de déplacement :

$$\text{rot rot}\, i = -\mu\sigma \frac{\partial i}{\partial t},$$

$$\frac{\partial^2 i}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial i}{\partial r} - \mu\sigma\frac{\partial i}{\partial t} = 0.$$

Posons

$$i_n = Y_n(r)\, e^{-\gamma_n t}.$$

Il vient

$$\frac{d^2 Y_n}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dY_n}{dr} + \mu\sigma\gamma_n Y_n = 0,$$

d'où

$$i_n = A_n J_0\left(r\sqrt{\gamma_n \mu\sigma}\right) e^{-\gamma_n t}.$$

Posons

$$\alpha_n = \sqrt{\gamma_n \mu\sigma}.$$

Si $I(t)$ est le courant à travers la section du conducteur, la condition imposée par l'onde de choc est

$$I(t) = I_0(e^{-\gamma_1 t} - e^{-\gamma_2 t}).$$

Or

$$i(r, t) = A_1 J_0(r\alpha_1)\, e^{-\gamma_1 t} - A_2 J_0(r\alpha_2)\, e^{-\gamma_2 t}.$$

Il faudra donc avoir

$$I(t) = 2\pi\int_0^a i(r, t)\, r\, dr,$$

d'où

$$A_n = \frac{I_0}{2\pi a}\frac{\alpha_n}{J_1(a\alpha_n)} \qquad (n = 1, 2)$$

et

$$i(r, t) = \frac{I_0}{2\pi a}\left\{\frac{\alpha_1 e^{-\gamma_1 t}}{J_1(a\alpha_1)} J_0(r\alpha_1) - \frac{\alpha_2 e^{-\gamma_2 t}}{J_1(a\alpha_2)} J_0(r\alpha_2)\right\}.$$

L'effet Joule $W(r)$ s'écrit

$$\sigma W(r) = 2\pi\int_0^\infty dt\int_0^r r i^2(r, t)\, dr,$$

$$W(r) = \frac{I_0^2\mu}{2\pi a^2}\left\{\frac{r^2}{4}\left[\frac{J_0^2(r\alpha_1) + J_1^2(r\alpha_2)}{J_1^2(a\alpha_1)} + \frac{J_0^2(r\alpha_2) + J_1^2(r\alpha_1)}{J_1^2(a\alpha_2)}\right]\right.$$
$$\left. + \frac{2\gamma_1\gamma_2}{\gamma_1^2 - \gamma_2^2}\left[J_0(r\alpha_1)\frac{J_1(r\alpha_2)}{\alpha_1} - J_1(r\alpha_1)\frac{J_0(r\alpha_2)}{\alpha_2}\right]\frac{r}{J_1(\alpha_1 a) J_1(\alpha_2 a)}\right\}$$

et en particulier :

$$W(a) = \frac{I_0^2\mu}{2\pi}\left\{\frac{1}{2} + \frac{1}{4}\left[\frac{J_0^2(a\alpha_1)}{J_1^2(a\alpha_1)} + \frac{J_0^2(a\alpha_2)}{J_1^2(a\alpha_2)}\right] + \frac{2\gamma_1\gamma_2}{2\gamma_1^2 - \gamma_2^2}\left[\frac{J_0(a\alpha_1)}{a\alpha_1 J_1(a\alpha_1)} - \frac{J_0(a\alpha_2)}{a\alpha_2 J_1(a\alpha_2)}\right]\right\}.$$

Il convient de noter que ces expressions sont directement calculables au moyen des tables et qu'elles ne comportent aucune sommation.

Dans un travail ultérieur nous nous proposons de donner une application de cette méthode de calcul en précisant sa validité

(*) Séance du 3 février 1958.

(1) E. Constantinescu, *La Science dans la République Populaire Roumaine*, C.N.R.S. 18-52, 840.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Asservissement et régulation de la haute tension d'un générateur d'ondes de choc.* Note (*) de MM. **Jean Lagasse** et **Romane Mezencev**, transmise par M. Charles Camichel.

Les auteurs proposent un dispositif original de réglage de l'alimentation à haute tension d'un générateur d'ondes de choc, dispositif présentant les avantages d'un servomécanisme parabolique unidirectionnel.

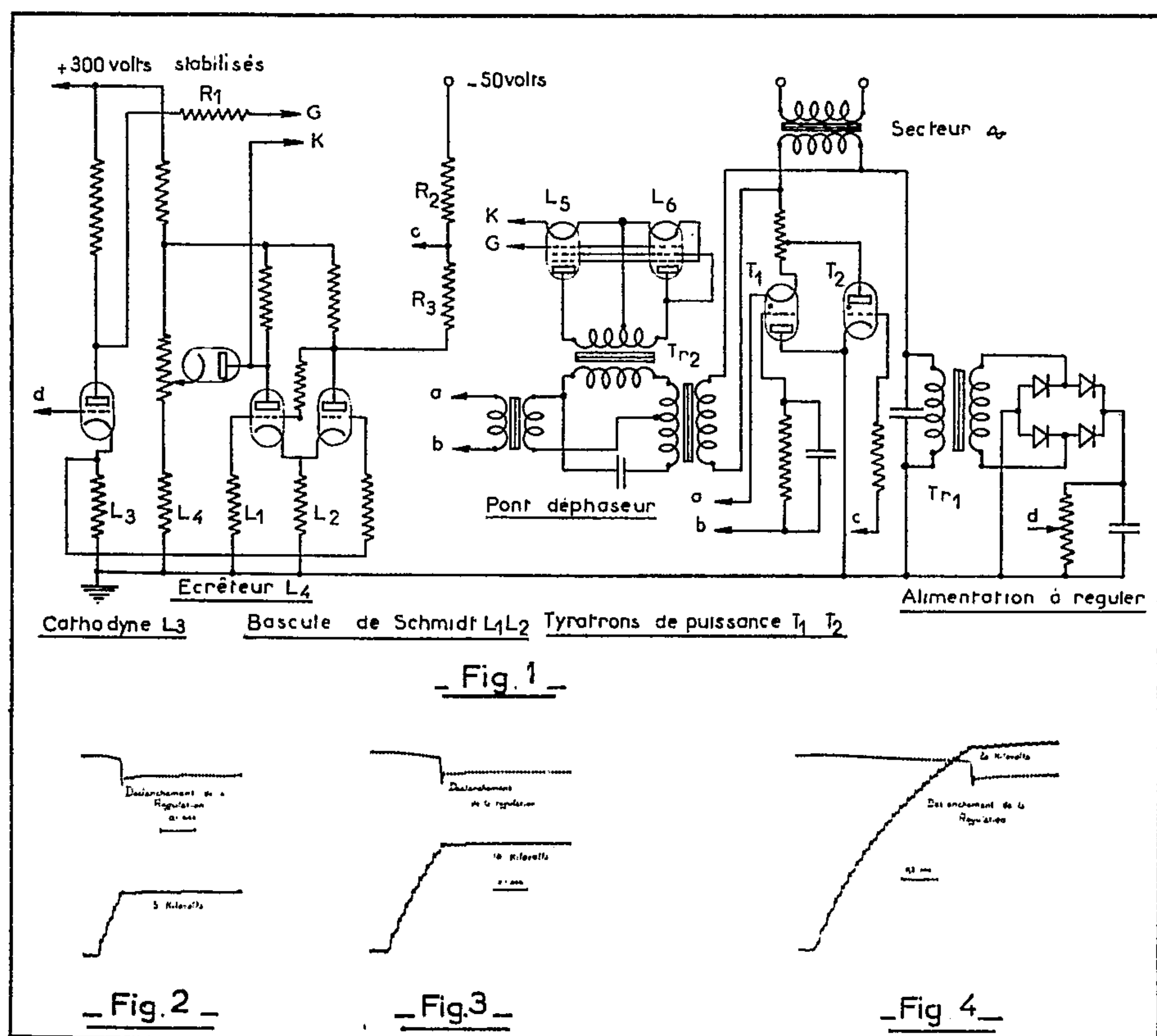
Le fonctionnement provoqué d'un générateur d'ondes de choc présente un intérêt certain, tant pour les études de laboratoire que pour les essais industriels.

Nous avons déjà indiqué (1) comment réaliser cet asservissement au moyen d'une régulation de la haute tension utilisant sur le circuit du transformateur haute tension Tr_1 deux thyratrons T_1 et T_2 montés comme l'indique la figure 1. Leur tension grille est asservie à la tension de charge du générateur par l'intermédiaire d'un pont déphaseur dont le bras résistant est remplacé par la résistance rapportée au primaire du transformateur Tr_2 dont le secondaire est chargé par les deux tubes L_5 et L_6. Afin d'obtenir une charge rapide du générateur, ainsi qu'il est nécessaire dans le cas des générateurs à répétition, il y a intérêt à ne faire intervenir la régulation que lorsque la haute tension a atteint la valeur désirée, les thyratrons fonctionnant ainsi à plein régime durant la charge. Pour obtenir ce résultat, nous avons utilisé une bascule de Schmidt L_1L_2 et un étage cathodyne L_3 dont le fonctionnement est le suivant :

Lorsque la haute tension est nulle, la plaque du tube L_3 est portée à un potentiel élevé alors que la plaque du tube L_3 est à un potentiel beaucoup plus bas, ce tube étant débloqué. Grâce à la résistance d'écrêtage R_1 la polarisation des tubes L_5 et L_6 est pratiquement nulle et le déphasage qu'ils introduisent est voisin de zéro. Le thyratron T_1 conduit donc au maximum. La plaque du tube bloqué L_2 est portée à un potentiel élevé et par le jeu du diviseur R_2R_3 le thyratron T_2 est rendu conducteur, sa grille étant positive.

La valeur de la haute tension augmente donc très rapidement et le potentiel de la cathode de L_3 croît en phase. Le basculement du trigger de Schmidt a lieu et la tension plaque du tube L_1 s'élève à une valeur

limitée par le tube écrêteur L_4. La charge de plaque du tube L_3 et les tensions plaques de la bascule ont été choisies telles que la polarisation des tubes L_5 et L_6 soit alors légèrement négative. A partir de ce moment,



les potentiels des cathodes des tubes L_5 et L_6 se maintiennent à la tension d'écrêtage tandis que les grilles reliées à la plaque du tube L_3 varient en opposition avec la haute tension, réalisant ainsi la régulation cherchée. Parallèlement la tension plaque du tube L_2 devient telle que la grille du thyratron T_2 rendue négative bloque ce dernier tube. Notons que le fonctionnement de la bascule présentant une hystérésis, la plage de régulation s'étend de part et d'autre du point de basculement. Enfin, pour faire varier la haute tension, il suffit de modifier la position du curseur *d*.

Nous avons ainsi réalisé un asservissement à accélération constante en dehors de la plage de régulation, ainsi que le préconise M. Julien Loeb [2]. L'extension à des tensions bien supérieures est aisée en utilisant, soit des thyratrons plus puissants, soit en les montant dans le circuit de commande d'une self saturable réglant le courant du transformateur Tr_1. Certes la sensibilité du système n'est pas constante en fonction de la haute tension, mais la régulation est très bonne pour une gamme étendue de variation.

C'est ainsi que pour le générateur 20 kV que nous avons utilisé les performances du dispositif sont excellentes entre 5 et 20 kV comme le montrent les figures 2, 3 et 4.

(*) Séance du 3 février 1958.

(1) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1973.

(2) J. Loeb, *Automatisme*, juillet 1956.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Expression générale de la fonction de transfert du système électromécanique Ward-Léonard.* Note de M. **Michel Hamy**, transmise par M. Charles Camichel.

L'auteur propose une expression générale de la fonction de transfert du système électromécanique Ward-Léonard reliant les variations de la vitesse aux variations simultanées des courants d'excitation des deux machines et du couple résistant.

Affectons respectivement les indices 1 et 2 à la génératrice et au moteur à courant continu constituant le système électromécanique Ward-Léonard. Les quantités en minuscules concernent les enroulements d'excitation, celles en majuscules les induits des machines. Les équations de fonctionnement du circuit de l'induit s'écrivent alors

$$(1)\qquad \left\{\begin{aligned} V &= E_1 - R_1 I - L_1 \frac{dI}{dt} \\ V &= E_2 + R_2 I + L_2 \frac{dI}{dt} \end{aligned}\right.$$

et l'équation des couples est d'autre part

$$(2)\qquad O = C_2 - J\frac{d\Omega_2}{dt} - \Gamma$$

Γ étant le couple résistant et J l'inertie totale du moteur et de sa charge. Les f. é. m. E_1 et E_2 d'une part et le couple moteur C_2 d'autre part ont pour expression

$$(3)\qquad E_1 = \frac{n_1\Phi_1}{2\pi}\Omega_1, \qquad E_2 = \frac{n_2\Phi_2}{2\pi}\Omega_2, \qquad C_2 = \frac{n_2\Phi_2}{2\pi} I,$$

dans le système d'unités M. K. S. A. En posant $K_2 = n_2\Phi_2/2\pi$, nous obtenons le système d'équations différentielles

$$(4)\qquad \left\{\begin{aligned} V &= E_1 - R_1 I - L_1 \frac{dI}{dt} \\ V &= K_2\Omega_2 + R_2 I + L_2 \frac{dI}{dt} \\ O &= K_2 I - J\frac{d\Omega_2}{dt} - \Gamma \end{aligned}\right.$$

E_1 et K_2 sont respectivement des fonctions non linéaires des courants d'excitations j_1 et j_2.

Pour appliquer la transformation de Laplace à ce système d'équations différentielles, il est nécessaire de le linéariser. Nous effectuons cette linéarisation en considérant les petits mouvements autour d'un régime de fonctionnement statique, indiqué par l'indice zéro ([1]).

Ce fonctionnement est représenté par le système d'équation suivant :

$$(5)\qquad V_0 = E_{10} - R_1 I_0, \qquad V_0 = K_{20}\Omega_{20} + R_2 I_0, \qquad 0 = K_{20} I_0 - \Gamma_0.$$

Nous écrivons alors $\Omega_2 = \Omega_{20} + \Delta\Omega_2$, $E_1 = E_{10} + \Delta E_1$, ..., etc. En reportant ces valeurs instantanées dans le système d'équations (4) et en tenant compte des équations (5) nous obtenons le système d'équations différentielles reliant les variations Δ entre elles et en lui appliquant la transformation de Laplace, avec des conditions initiales nulles, on parvient à

$$(6)\qquad \left\{\begin{array}{l} \Delta V = \Delta E_1 - (R_1 + L_1 p)\Delta I, \\ \Delta V = K_{20}\Delta\Omega_2 + \Omega_{20}\Delta K_2 + (R_2 + L_2 p)\Delta I, \\ 0 = K_{20}\Delta I + I_0 \Delta K_2 - Jp\Delta\Omega_2 - \Delta\Gamma. \end{array}\right.$$

Les variations ΔE_1 et ΔK_2 sont respectivement fonctions des variations des courants d'excitation j_1 et j_2 et ont pour expression

$$(7)\qquad \Delta E_1 = \left(\frac{dE_1}{dj_1}\right)_0 \Delta j_1 \qquad \Delta K_2 = \left(\frac{dK_2}{dj_2}\right)_0 \Delta j_2,$$

les dérivées étant les pentes des caractéristiques à vide $E_1(j_1)$ et $K_2(j_2)$, pentes mesurées au point de fonctionnement statique considéré. Nous tenons compte ainsi de l'état de saturation des machines. L'expression générale de la fonction de transfert du système électromécanique Ward-Léonard devient donc

$$(8)\qquad \Delta\Omega_2 = \left\{ \frac{1}{K_{20}}\left(\frac{dE_1}{dj_1}\right)_0 \Delta j_1 - \frac{K_{20}\Omega_{20} - (R + Lp)I_0}{K_{20}^2}\left(\frac{dK_2}{dj_2}\right)_0 \Delta j_2 - \frac{R + Lp}{K_{20}^2}\Delta\Gamma \right\} \frac{1}{\left(1 + \frac{RJ}{K_{20}^2}p + \frac{LJ}{K_{20}^2}p^2\right)}.$$

Ainsi cette expression est linéaire en fonction des variations des courants d'excitations. Si ces courants sont fournis par des amplificateurs à courant continu de fonction de transfert $A_1(p)$ et $A_2(p)$ dont les signaux d'entrée sont e_1 et e_2 respectivement, la variation $\Delta\Omega_2(p)$ est une fonction linéaire de $e_1(p)$ et $e_2(p)$. Notons que les effets des variations du couple résistant sont connues ([2]) et qu'ainsi nous pouvons seulement considérer le fonctionnement à vide du système. La fonction de transfert peut alors s'écrire sous la forme générale

$$(9)\qquad \Delta\Omega_2(p) = G_1(p)\,e_1(p) + G_2(p)\,e_2(p) - G_3(p)\,\Delta\Gamma(p)$$

et si $\Delta\Gamma = 0$ et $p = j\omega$

$$(10)\qquad \Delta\Omega_2(j\omega) = g_1(\omega)\,e^{j\varphi_1(\omega)}\,e_1(j\omega) + g_2(\omega)\,e^{j\varphi_2(\omega)}\,e_2(j\omega)$$

Nous avons vérifié, à l'aide de l'analyse harmonique, les expressions (8) et (10) sur un système Ward-Léonard de 40 CV fonctionnant à vide. Trois essais ont été réalisés autour du même point de fonctionnement statique :

a. Contrôle de la vitesse par l'excitation de la génératrice avec $\Delta j_2 = 0$.

b. Contrôle de la vitesse par l'excitation du moteur avec $\Delta j_1 = 0$.

c. Contrôle de la vitesse par les deux excitations simultanément.

Nous avons pu ainsi déterminer g_1, φ_1 et g_2, φ_2 expérimentalement et par le calcul à l'aide des expressions (8) et (10). Le tableau ci-après montre bien la concordance obtenue entre le calcul et les essais

f (Hz).	ω (rd/s).	$g_1(\omega)$. Exp.	$g_1(\omega)$. Théor.	$\varphi_1(\omega)$. Exp.	$\varphi_1(\omega)$. Théor.	$g_2(\omega)$. Exp.	$g_2(\omega)$. Théor.	$\varphi_2(\omega)$. Exp.	$\varphi_2(\omega)$. Théor.
0,1.....	0,628	220	255	51°	56°	330	340	59°	64°
0,5.....	3,14	47	46	132°	140°	56	46	144°	149°

Le troisième essai a été réalisé en faisant $e_1 = e_2 = e$ d'où

$$\Delta\Omega_2(j\omega) = \{g_1(\omega)\, e^{j\varphi_1(\omega)} + g_2(\omega)\, e^{j\varphi_2(\omega)}\}\, e(j\omega) = g(\omega)\, e^{j\varphi(\omega)}\, e(j\omega). \tag{11}$$

Les valeurs des quantités $g(\omega)$ et $\varphi(\omega)$ sont fournies par le troisième essai, par l'expression (8) à partir des caractéristiques des machines et par l'expression (11) à partir des résultats des deux premiers essais. Le tableau ci-après rassemble ces trois résultats et montre d'une part la concordance entre le calcul et les résultats expérimentaux et d'autre part vérifie l'hypothèse faite précédemment selon laquelle on peut négliger le produit de deux accroissements pour obtenir un système d'équations différentielles linéaires.

f (Hz).	ω (rd/s).	$g(\omega)$. (8).	$g(\omega)$. Exp.	$g(\omega)$. (11).	$\varphi(\omega)$. (8).	$\varphi(\omega)$. Exp.	$\varphi(\omega)$. (11).
0,1............	0,628	600	565	550	60°	58°	56°
0,5............	3,14	91	91	100	143°	140°	139°

(1) M. CHESNUT et R. W. MAYER, *Servomechanisms and regulating system design*, II, p. 214.

(2) J. C. GILLE, M. PELEGRIN et P. DECAULNE, *Théorie technique des asservissements*, p. 565.

OPTIQUE. — *Étude des angles de raccordement des surfaces liquides avec les solides par les interférences en lumière polarisée.* Note (*) de M. **MAURICE FRANÇON** et Mlle **YVETTE GANDON**, présentée par M. Armand de Gramont.

La déformation d'une surface liquide provoque la déformation d'une surface d'onde. L'onde est ensuite dédoublée par un système biréfringent. Les deux ondes dédoublées peuvent interférer grâce à un polariseur et à un analyseur. Les interférences permettent de déceler la pente de la surface liquide.

Dans l'étude du mouillage d'un solide par un liquide, les chercheurs se proposaient autrefois de mesurer directement l'angle de raccordement. Étant donné les difficultés rencontrées, les mesures de ce type, qui sont des mesures statiques, ont été remplacées par des mesures dynamiques. Dans la nouvelle méthode que nous proposons, la mesure de l'angle de raccordement peut se faire simplement même dans des régions d'étendues très faibles observables au microscope. Elle permet de déterminer non seulement l'angle de raccordement mais également la tension superficielle. Quoique la mesure des valeurs absolues de ces grandeurs caractéristiques du mouillage soit facile, la méthode nous semble intéressante surtout dans l'étude et la mesure des variations, locales ou non, de ces grandeurs.

Dans une cuve à fond transparent et rempli de liquide, on dispose une lame plane solide verticale. L'onde incidente plane est déformée après traversée de la cuve dans les régions où le liquide se raccorde à la lame. L'onde déformée est dédoublée latéralement par un système biréfringent placé en faisceau parallèle (polariscope de Savart) ou un faisceau convergent (prisme de Wollaston). Les deux ondes dédoublées peuvent interférer à l'aide d'un polariseur et d'un analyseur. En choisissant un dédoublement faible par rapport aux détails observés les interférences montrent les « pentes » de la surface d'onde et finalement les « pentes » de la surface liquide, en particulier l'angle au contact liquide-solide. Les mesures peuvent se faire en teintes plates ou par déformation de franges.

Soit Δ la variation de la différence de marche lorsqu'on passe d'une région où la surface liquide est plane à la région du contact liquide-solide. Si n est l'indice du liquide, d le dédoublement latéral produit par le système biréfringent (d est une constante de l'appareil), l'angle de raccordement ou angle au contact β est donné par

$$\beta = \frac{\Delta}{(n-1)\,d}. \tag{1}$$

La précision sur la mesure de β peut atteindre une dizaine de minutes d'arc.

Toujours dans le cas d'une lame plane, si θ est l'angle d'inclinaison de la surface liquide à une distance x de la lame plane disposée verticalement, A la tension superficielle du liquide et D sa densité, on a

$$x = \sqrt{\frac{A}{2Dg}}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\log\frac{\sqrt{2}+\sqrt{1+\cos\theta}}{\sqrt{2}-\sqrt{1+\cos\theta}} - 2\sqrt{1+\cos\theta} + 2\sqrt{1+\cos\beta} - \frac{1}{\sqrt{2}}\log\frac{\sqrt{2}+\sqrt{1+\cos\beta}}{\sqrt{2}-\sqrt{1+\cos\beta}}\right]. \tag{2}$$

On mesure deux valeurs de θ et les deux distances x à la lame qui leur correspondent. Les valeurs de θ sont obtenues en mesurant les différences de marche telles que Δ et en appliquant l'équation (1). On a alors deux

équations analogues à l'équation (2) et qui permettent de calculer A et β.

Nous avons également étudié les phénomènes au contact d'un fil cylindrique immergé. La méthode pourra s'appliquer de la même manière à l'étude des ménisques formés à la surface de l'eau par certains insectes (Arthropodes aériens).

(*) Séance du 3 février 1958.

OPTIQUE PHYSIQUE. — *Sur l'état de polarisation du rayonnement diffus aux grandes profondeurs dans un milieu suivant la loi de Rayleigh.* Note (*) de Mlle **Jacqueline Lenoble**, transmise par M. Jean Cabannes.

On montre que dans un milieu diffusant suivant la loi de Rayleigh, le rayonnement en grande profondeur serait complètement dépolarisé en l'absence d'absorption propre; en présence d'absorption propre, il y a polarisation avec vibration horizontale, le taux de polarisation augmentant avec l'importance de l'absorption.

Chandrasekhar [1] a montré qu'il est possible de tenir compte de l'état de polarisation du rayonnement dans un milieu diffusant par l'emploi d'une équation portant sur la matrice luminance composée des quatre paramètres de Stokes (I_l, I_r, I_u, I_v) et analogue à l'équation classique qui régit la luminance totale.

Avec les notations habituelles [1], [2] cette équation s'écrit

$$(1)\quad \mu\frac{dI(\tau;\mu,\varphi)}{d\tau}=I(\tau;\mu,\varphi)-\frac{1}{4\pi}\int_{-1}^{+1}\int_0^{2\pi}P(\mu,\varphi;\mu',\varphi')\,I(\tau;\mu',\varphi')\,d\mu'\,d\varphi' - \frac{1}{4}P(\mu,\varphi;\mu_0,\varphi_0)\,F\,e^{\frac{\tau}{\mu_0}},$$

les matrices I et F étant rapportées aux axes parallèle et perpendiculaire au plan vertical passant par la direction considérée; si K est le coefficient d'absorption totale, $KP(\mu,\varphi;\mu',\varphi')/4\pi$ est une matrice de diffusion qui joue un rôle analogue au coefficient de diffusion classique et traduit l'action de la diffusion sur les différents paramètres de Stokes.

Quand la diffusion suit la loi de Rayleigh, la matrice $P(\mu,\varphi;\mu',\varphi')$ a une forme relativement simple, et l'étude complète de l'équation (1) a été développée par Chandrasekhar dans le cas où le milieu diffusant ne présente pas d'absorption propre. Il n'est pas très difficile d'étendre ces résultats au cas où il y a absorption propre; si nous appelons β le coefficient d'absorption propre et $\varkappa$ le coefficient d'absorption apparente par diffusion, le coefficient d'absorption totale est $K=\varkappa+\beta$, et nous caractériserons la proportion absorption-diffusion par le paramètre $\varpi_0=\varkappa/K$.

Le paramètre I_v est diffusé séparément et nous ne nous occuperons pas de

lui ici, notant simplement que si la lumière incidente n'est pas elliptique, la lumière diffusée ne l'est pas non plus ($I_v \equiv 0$). Nous considérerons donc les équations portant sur les matrices à trois lignes I_l, I_r, I_u. On peut développer

$$P(\mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) = P^0(\mu; \mu_0) + P^1(\mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) + P^2(\mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0),$$

où P^0 est indépendant de l'azimut, P^1 groupe les termes en $(\varphi - \varphi_0)$ et P^2 les termes en $2(\varphi - \varphi_0)$; en développant de la même façon $I(\tau; \mu, \varphi)$ l'équation (1) se sépare en trois équations portant respectivement sur I^0, I^1 et I^2.

Il est facile de montrer que pour les termes dépendant de l'azimut on a des solutions de la forme

$$(2) \quad I^{12}(\tau; \mu, \varphi) = P^{12}(\mu, \varphi; \mu_0, \varphi_0) F \varphi^{12}(\tau; \mu), \qquad \text{où } \varphi^1(\tau; \mu) \text{ et } \varphi^2(\tau; \mu)$$

sont des fonctions satisfaisant chacune à une équation intégrodifférentielle simple qu'on peut résoudre par la méthode des ordonnées discrètes, qui consiste à remplacer l'intégrale par une somme finie de $2n$ termes; les équations caractéristiques correspondantes sont

$$(3) \qquad 1 = \frac{3\varpi_0}{8} \sum_{j=-n}^{+n} \frac{a_j(1-\mu_j^2)(1+2\mu_j^2)}{1+k\mu_j}$$

et

$$(4) \qquad 1 = \frac{3\varpi_0}{16} \sum_{j=-n}^{+n} \frac{a_j(1+\mu_j^2)^2}{1+k\mu_j}.$$

Pour le terme indépendant de l'azimut, en développant l'équation matricielle et en appliquant la méthode d'approximation, on trouve $I_u^0 \equiv 0$ et un système de $4n$ équations différentielles linéaires portant sur les fonctions $I_l^0(\tau; \mu_i)$ et $I_r^0(\tau; \mu_i)$. Le système homogène associé admet des solutions de la forme

$$I_l^0(\tau; \mu_i) = \frac{a\mu_i^2 + b}{1 + \mu_i k} e^{-k\tau} \qquad \text{et} \qquad I_r^0(\tau; \mu_i) = \frac{a + b}{1 + \mu_i k} e^{-k\tau},$$

où a et b sont définis par deux équations homogènes; en écrivant que ces deux équations sont compatibles on obtient l'équation caractéristique de degré $2n$ en k^2 qui s'écrit

$$(5) \qquad \left\{ \varpi_0 D_0(k) + \varpi_0 D_2(k) - \frac{8}{3} \right\} \left\{ \varpi_0 D_2(k) - \varpi_0 D_4(k) \right\} = \left\{ \varpi_0 D_0(k) + \varpi_0 D_4(k) - \frac{8}{3} \right\} \left\{ \varpi_0 D_0(k) - \varpi_0 D_2(k) - \frac{4}{3} \right\},$$

en utilisant la notation $D_m(x) = \sum_{j=-n}^{+n} a_j \mu_j^m / (1 + \mu_j x)$; à chaque k correspond un couple de valeurs a-b. Une solution particulière du système complet est

$$I_l^0(\tau; \mu_i) = \frac{A\mu_i^2 + B}{1 - \frac{\mu_i}{\mu_0}} e^{\frac{\tau}{\mu_0}} \qquad \text{et} \qquad I_r^0(\tau; \mu_i) = \frac{A + B}{1 - \frac{\mu_i}{\mu_0}} e^{\frac{\tau}{\mu_0}},$$

où A et B sont faciles à déterminer. La solution générale s'écrit donc

$$(6)\quad \begin{cases} I_l^0(\tau;\mu_i)=\sum_{\alpha=-2n}^{+2n} L_\alpha \dfrac{a_\alpha\mu_i^2+b_\alpha}{1+\mu_i k_\alpha}e^{-k_\alpha\tau}+\dfrac{A\mu_i^2+B}{1-\dfrac{\mu_i}{\mu_0}}e^{\frac{\tau}{\mu_0}}, \\ I_r^0(\tau;\mu_i)=\sum_{\alpha=-2n}^{+2n} L_\alpha \dfrac{a_\alpha+b_\alpha}{1+\mu_i k_\alpha}e^{-k_\alpha\tau}+\dfrac{A+B}{1-\dfrac{\mu_i}{\mu_0}}e^{\frac{\tau}{\mu_0}}. \end{cases}$$

Quand $\varpi_0=1$ une des racines doubles de l'équation caractéristique (5) est nulle et les deux termes correspondant dans la solution sont remplacés par $L_1+L_{-1}(\tau+\mu_i)$. Dans le cas d'un milieu de profondeur infinie, les coefficients L_α pour $\alpha=-1,-2\ \ldots,-2n$ sont nuls, et les L_α pour $\alpha=1, 2,\ldots, 2n$ sont déterminés par les conditions de surface $I_l^0(0;\mu_i)=I_r^0(0;\mu_i)=0$, pour $i=-1,-2,\ldots,-n$.

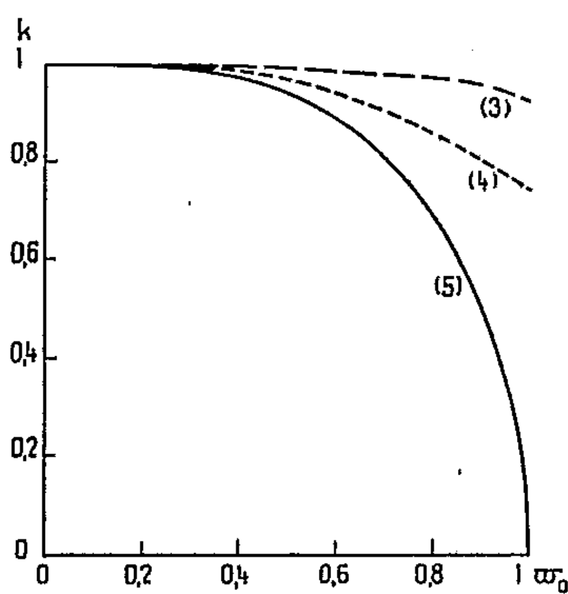


Fig. 1.

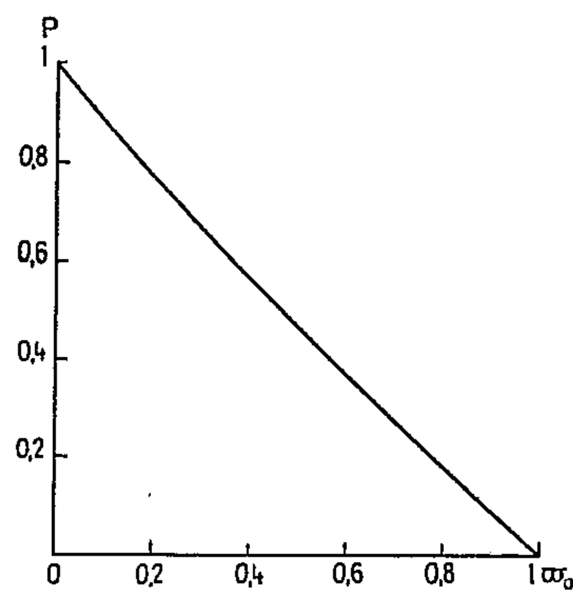


Fig. 2.

La solution complète étant exprimée sous forme d'une somme d'exponentielles, il est évident que, en grandes profondeurs, le terme ayant le plus petit exposant devient prépondérant; la figure 1 donne en fonction de ϖ_0, la plus petite solution des trois équations caractéristiquee (3), (4), (5). Comme dans l'étude de la luminance totale [2] on trouve que les termes dépendant de l'azimuth deviennent négligeables en grande profondeur; la répartition de luminance constante présente une symétrie de révolution autour de la verticale; et la décroissance en fonction de la profondeur est exponentielle avec un coefficient d'extinction $k_1 K \leq K$ où k_1 est la plus petite racine de l'équation caractéristique correspondant au terme indépendant de l'azimuth.

Dans le cas où il n'y a pas d'absorption propre ($\varpi_0=1$), cette solution asymptotique est

$$(7)\qquad I_l(\tau;\mu)=I_r(\tau;\mu)=L_1,\qquad I_u(\tau;\mu)=0;$$

le rayonnement est entièrement dépolarisé en grande profondeur et la lumi-

nance constante dans toutes les directions. En général, quand il y a absorption propre ($\varpi_0 < 1$) cette solution est

$$(8) \qquad I_l(\tau;\mu) = L_1 \frac{a_1\mu^2 + b_1}{1+\mu k_1} e^{-k_1\tau}, \qquad I_r(\tau;\mu) = L_1 \frac{a_1 + b_1}{1+\mu k_1} e^{-k_1\tau}, \qquad I_u(\tau;\mu) = 0;$$

à la verticale, vers le bas et vers le haut ($\mu^2 = 1$), le rayonnement est entièrement dépolarisé; pour les autres directions, le rayonnement est partiellement polarisé linéairement avec vibration horizontale; le taux de polarisation est $p = (I_r - I_l)/(I_r + I_l) = a_1(1-\mu^2)/[a_1(1+\mu^2) + 2b_1]$ On vérifie facilement que $p \to 0$ quand $\varpi_0 \to 1$; quand ϖ_0 diminue, p augmente et tend vers $(1-\mu^2)/(1+\mu^2)$. La figure 2 montre la variation de p en fonction de ϖ_0 à l'horizontale ($\mu = 0$).

Nous rappellerons pour terminer que ces résultats concernent un milieu diffusant suivant la loi de Rayleigh; il semble néanmoins que la plupart des résultats qualitatifs en grande profondeur doivent se retrouver pour des lois de diffusion plus générales.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) S. Chandrasekhar, *Radiative Transfer*, Oxford, Clarendon Press, 1950.

(2) J. Lenoble, *Revue d'Optique*, 35 1956, p. 1-17; *Optica Acta*, 4, 1957, p. 1-11.

POLARIMÉTRIE. — *Mesure de la dispersion de la constante de Verdet de quelques composés de la série benzénique.* Note de M. **Jacques Breton**, transmise par M. Gaston Dupouy.

Un récent travail (1) m'a permis de déterminer avec précision la dispersion de constante de Verdet d'un certain nombre d'alcools primaires saturés, les mesures étant effectuées à l'aide d'un dispositif photoélectrique à grande sensibilité (2) utilisant des champs magnétiques alternatifs très faibles.

Ce même appareillage m'a permis d'étudier la dispersion de constante de Verdet Λ des liquides suivants : benzène-toluène-chlorobenzène-nitrobenzène-phénylamine.

Les données relatives à ces substances sont, ici encore, souvent fragmentaires, et variables d'un auteur à l'autre (3).

	4 200.	4 450.	4 770.	4 870.	5 150.	5 400.	5 630.	6 000.
Benzène (1) 19,5°C	68,80	59,44	50,15	47,31	41,44	36,96	33,34	28,87
Toluène (2) 24°C	60,41	52,45	44,30	41,91	36,65	32,61	29,41	25,52
Nitrobenzène (3) 23°C	44,72	39,36	34,04	32,38	28,69	25,79	23,40	20,71
Chlorobenzène (4) 24°C	65,70	56,87	47,91	45,40	39,81	35,48	31,92	27,53
Phénylamine (3) 13°C	84,85	74,99	62,72	58,81	51,06	44,67	40,15	33,26

Les valeurs de Λ que j'ai obtenues sont toujours certainement exactes à mieux que trois millièmes en valeur relative, pour toute l'étendue spectrale utilisée (4 000 à 6 000 Å).

Les résultats de mes mesures sont rassemblés ci-dessus.

(Λ désigne les constantes de Verdet en 10^{-3} mn.cm.gauss^{-1}.)

Ces résultats permettent de tracer les courbes de dispersion de Λ données par la figure 1 :

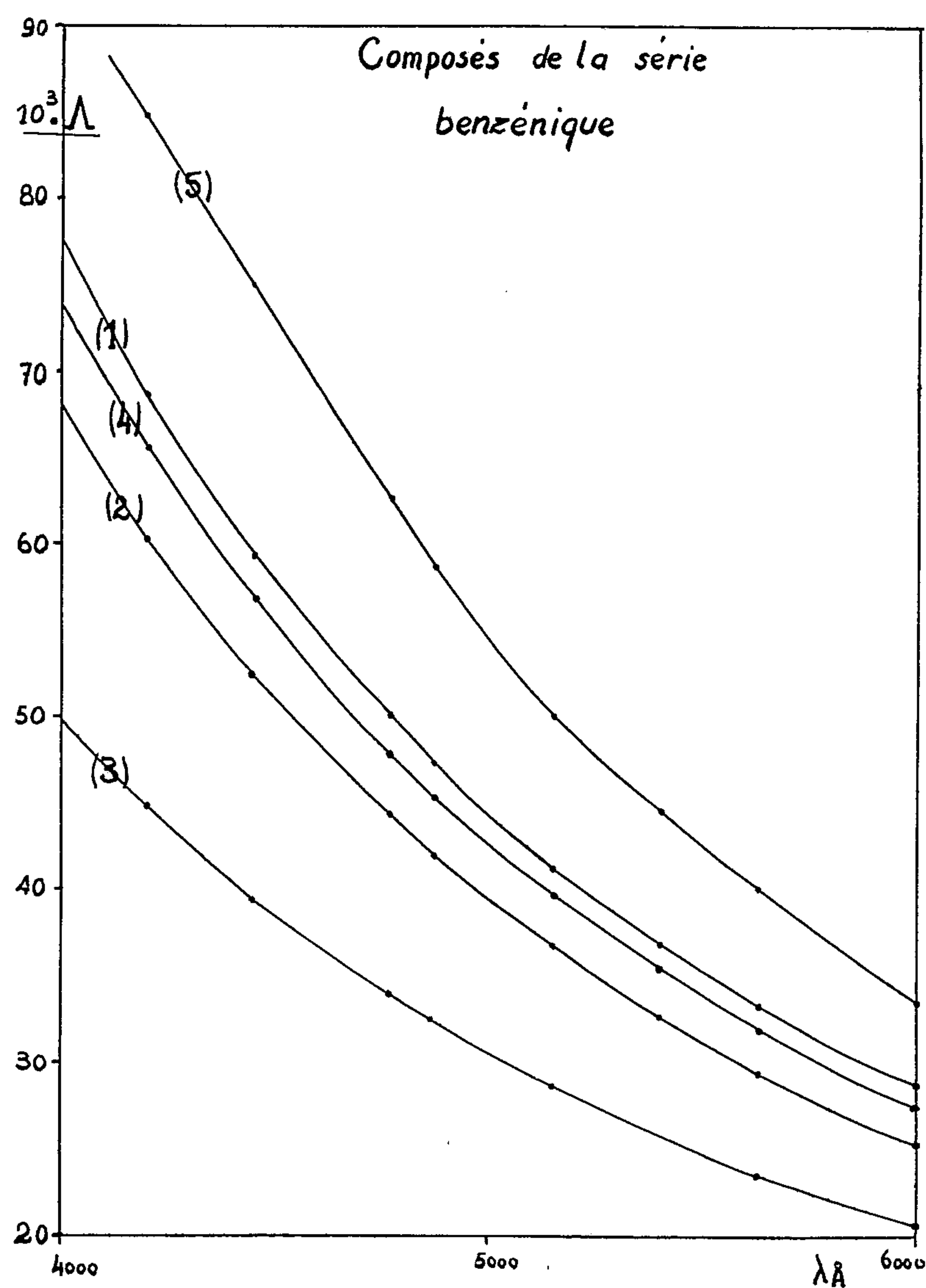


Fig. 1.

Si l'on admet que les courbes de dispersion rotatoire magnétique peuvent

être traduites par une formule à un terme :

$$\Lambda = \frac{2\pi N e^3}{m^2 c^2} \frac{1}{n} \frac{f_1 \omega^2}{(\omega_1^2 - \omega^2)^2},$$

on peut alors, en portant $10^{13}\lambda/\sqrt{n(M/d)\Lambda}$ en abscisses et λ^2 en ordonnées, constater que les points obtenus s'alignent généralement sur une droite. En utilisant les données de dispersion de réfraction publiées par Mlle M. Mangenot ([4]) j'ai pu ainsi tracer les diagrammes rectilignes de la figure 2 :

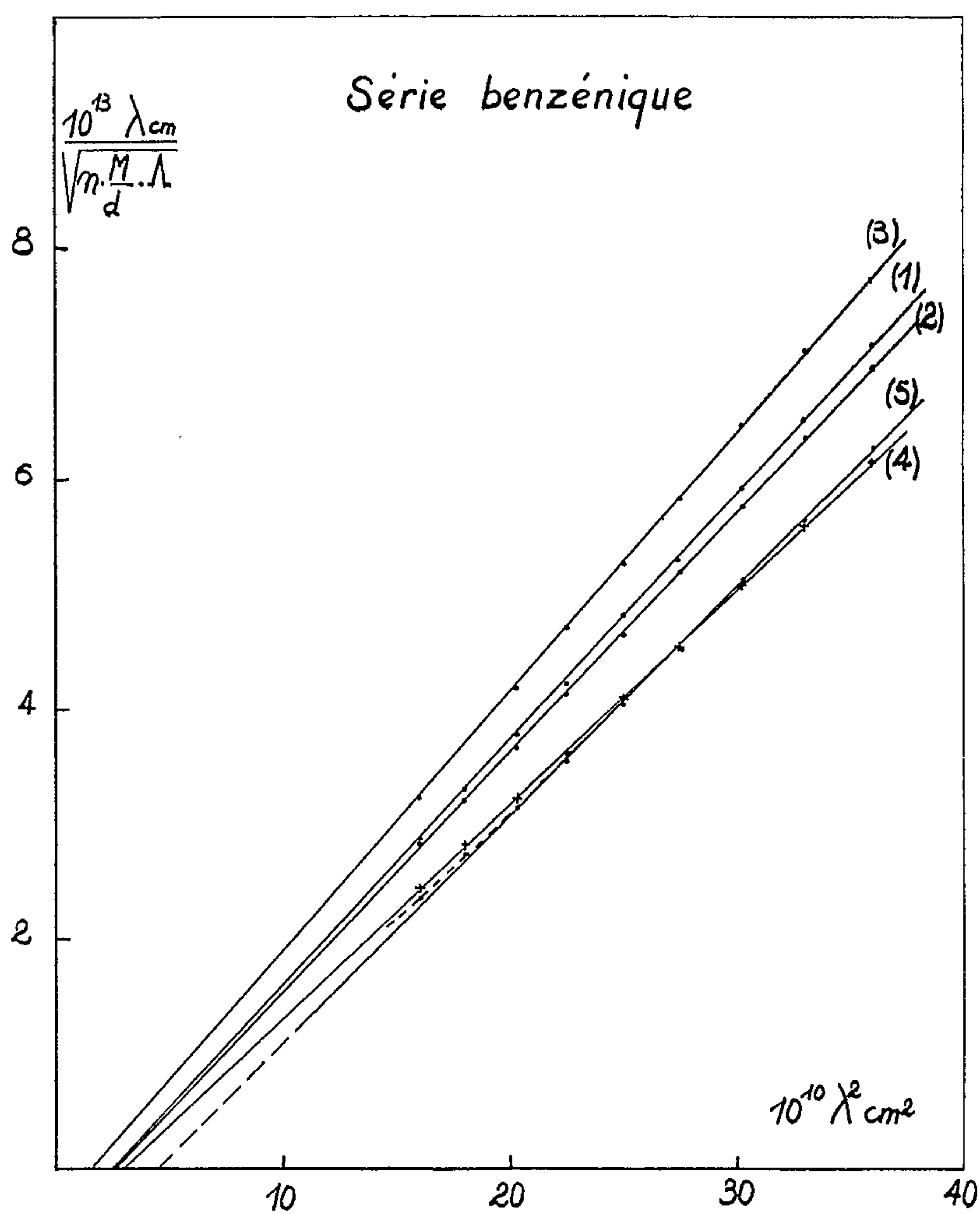


Fig. 2.

On constate à nouveau [*cf.* ([1])] que les λ_1^2 réduites de rotation magnétique ainsi déterminées diffèrent parfois notablement des λ_0^2 réduites de réfraction calculées par Mlle Mangenot (à partir des graphites rectilignes λ^2/R, λ^2).

De même si l'on calcule — à partir de données *expérimentales* — les forces (f_1) des bandes réduites (λ_1), on voit qu'elles diffèrent très notablement des forces (f_0) de réfraction.

Les résultats sont consignés dans le tableau suivant :

		Benzène.	Toluène.	Nitro-benzène.	Chloro-benzène.	Phényl-amine.
Réfraction	λ_0	1 220	1 180	1 340	1 220	1 410
	f_0	9,2	10,6	8,5	9,7	7,9
Rotation magnétique	λ_1	1 600	1 610	1 225	1 700	2 100
	f_1	3,3	3,4	8,9	3,4	1,3

(1) J. Breton, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 307.

(2) J. Breton, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 254; *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 53S.

(3) J. Rabinovitch, *Ann. Phys.*, 13, 1940, p. 176; M. Scherer, *Thèse*, Paris, 1934; P. Gabiano, *Ann. Phys.*, 20, 1933, p. 68; E. G. Foehr et Fenske, *Ind. Eng. Chem.*, 41, 1956, p. 66; Landolt, *Phys. Chem. Tabel*, T II, 1931, p. 884; R. de Mallemann, *Tables de constantes Ann.*, Hermann, Paris, 1951; H. Poltz, *Zs. F. Phys. Chem.*, 32, 1936, p. 243; K. Scharf, *Ann. Phys.*, 5, 1932, p. 377; Castleman et Hulburt, *Astr. J.*, 54, 1921, p. 45; Landolt, *Phys. Chem. Tabel*, 5, 1935, p. 1783.

(4) M. Mangenot, *Diplôme études supérieures*, Bordeaux, 1954.

DIFFUSION DE LA LUMIÈRE. — *Facteur de réflexion diffuse d'une suspension d'hématies contenant un colorant.* Note (*) de MM. **André Dognon**, **Pierre Suquet** et **Pierre Drutel**, présentée par M. Jacques Duclaux.

On montre que la loi asymptotique de rétrodiffusion, établie par deux d'entre nous (1), pour les suspensions de particules colorées dans un liquide incolore est encore utilisable dans le cas où le liquide interparticulaire est doué d'absorption sélective. Le flux rétrodiffusé, en l'absence de colorant, joue le rôle du flux incident dans la loi de Beer par transmission. On établit une loi de Beer généralisée.

1. *Loi générale.* — L'expérience montre que pour une suspension d'hématies en milieu isotonique contenant un colorant (2) de concentration c,

$$\operatorname{Log}\Phi_r^c = -\mu c x + \log\Phi_r^0,$$

où μ, coefficient d'absorption du colorant interparticulaire à la concentration de référence;

c, concentration du colorant par unité de volume de la suspension;

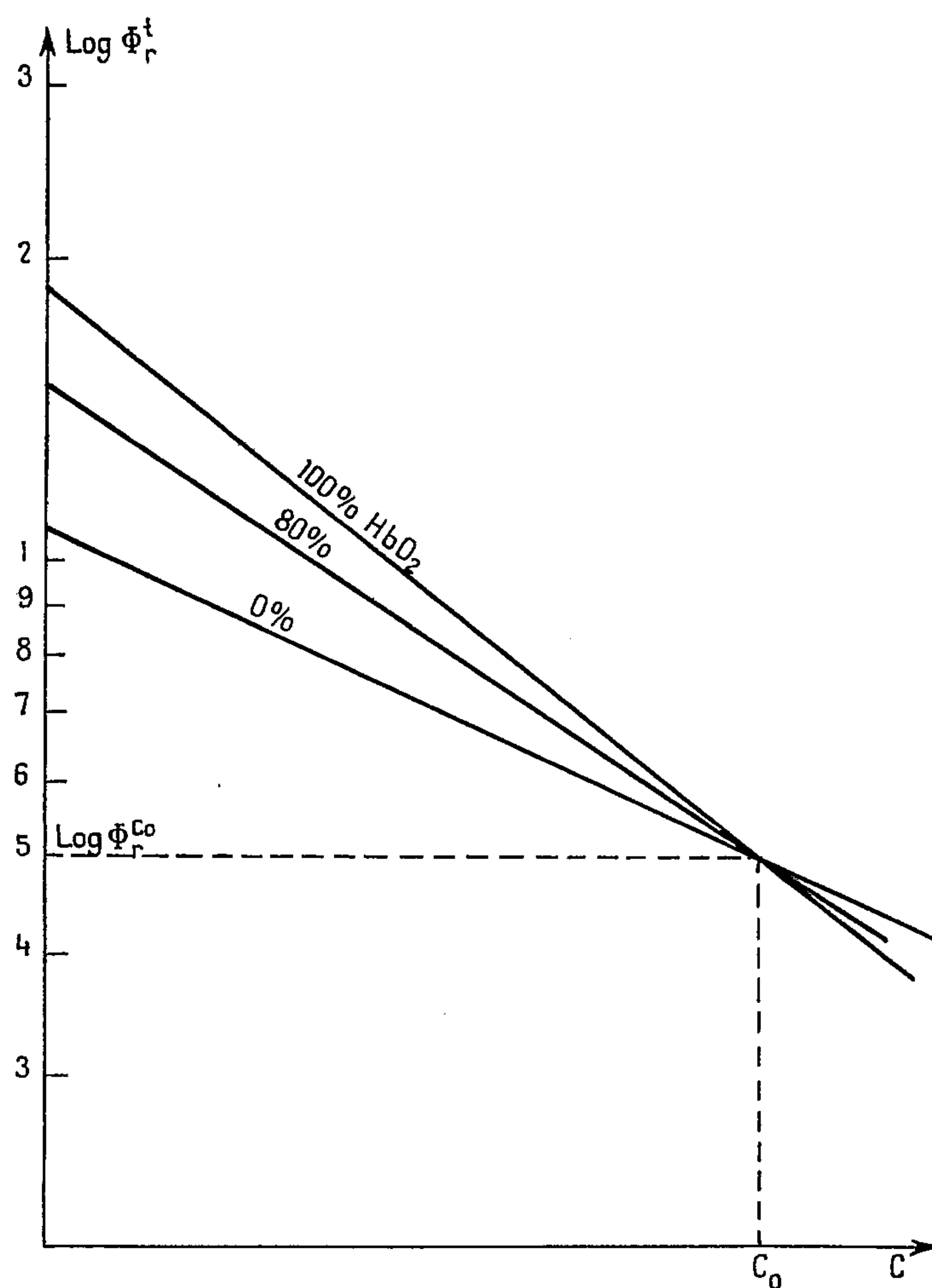
x, l'épaisseur équivalente c'est-à-dire l'épaisseur de solution limpide de même concentration qui donnerait, par transmission, une absorption définie par $\Phi_x = \Phi_0\, e^{-\mu c x}$.

On obtient donc pour la suspension une loi de Beer généralisée

$$\Phi_r^c = \Phi_0 \frac{k'}{2k + k' + 2k(k+k')} e^{-\mu c x},$$

k', coefficient de diffusion ;
k, coefficient d'absorption moyen du milieu intraparticulaire (1).

2. *Calcul de x.* — Si l'on fait varier le coefficient d'absorption intraparticulaire par modification du taux d'oxygénation de l'hémoglobine, l'expérience montre que les droites de variation de $\log\Phi_r^c$ en fonction de c sont concourantes pour une concentration c_0 (*figure*).



On en déduit l'épaisseur utile x

$$x = \frac{\log\Phi_r^0 - \log\Phi_r^{c_0}}{\mu . c_0}.$$

3. *Rôle du nombre* N *d'hématies par unité de volume de suspension.* — Il est clair que

$$\frac{dx}{d\mathrm{N}} = \frac{dx}{d\Phi_r^0}\,\frac{d\Phi_r^0}{d\mathrm{N}}.$$

Or

$$\frac{d\Phi_r^0}{dN} = 0 \quad (^1).$$

On en déduit

$$\frac{dx}{dN} = 0.$$

D'autre part la concentration c en colorant est évaluée en masse de solvant par unité de volume de la suspension, le terme μcx est donc indépendant de N.

On en conclut que $\log \Phi_r^c$ est indépendant de N.

(*) Séance du 3 février 1958.

(1) A. Dognon et P. Suquet, *J. Chim. Phys.*, 10, 1957, p. 815.

(2) Cl. Fiszlewitz, *Thèse de Médecine*, Paris, 1955.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Étude de la diffusion de la lumière par la structure réelle du quartz en fonction du traitement thermique.* Note (*) de Mlle **Lucienne Taurel**, transmise par M. Louis Néel.

Nous avons montré antérieurement (1), (2), qu'après avoir subi un certain nombre de chauffages et de refroidissements entre deux températures déterminées, l'intensité de la lumière diffusée par le quartz varie réversiblement en fonction de la température. Elle est proportionnelle à la température absolue (1), et inversement proportionnelle à λ^4 (2). Ces résultats demeurent valables même si l'on admet pour le facteur de Rayleigh du benzène les valeurs « fortes » suivantes :

$$R_B = 48.10^{-6} \quad \text{pour} \quad \lambda_1 = 4\,358\ \text{Å},$$
$$R_B = 16.10^{-6} \quad \text{»} \quad \lambda_2 = 5\,460\ \text{Å},$$
$$R_B = 12.10^{-6} \quad \text{»} \quad \lambda_3 = 5\,780\ \text{Å}.$$

Nous nous proposons maintenant de décrire les phénomènes qui se produisent avant que cette diffusion réversible soit réalisée en utilisant comme raies excitatrices les trois radiations de longueur d'onde λ_1, λ_2, λ_3.

Lorsque les directions d'incidence et de diffusion sont perpendiculaires à l'axe optique, l'intensité de la lumière diffusée par le quartz à 18° C (non chauffé au préalable) n'est pas inversement proportionnelle à λ^4; nous indiquons dans la première ligne du tableau les valeurs que fournit le rapport entre le flux Φ_Q diffusé par le quartz (après déduction de la diffusion réversible en fonction de la température), et le flux Φ_B diffusé par un même volume de benzène soumis au même éclairement; nous indiquons également les valeurs de l'expression $\lambda^4 R_B (\Phi_Q/\Phi_B)$ qui nous montrent plus clairement qu'une exaltation de l'intensité de la lumière diffusée a lieu dans le jaune.

Valeurs des flux lumineux diffusés par le quartz à 20° C suivant les cycles de température qu'il a subis.

λ (Å).....	4358.	5460.	5780.	
$\frac{\Phi_Q}{\Phi_B}$	$1,1.10^{-3}$	$2,7.10^{-3}$	$3,4.10^{-3}$	Avant tout chauffage
$\lambda^4 R_B \frac{\Phi_Q}{\Phi_B}$	$1,9.10^5$	$3,8.10^5$	$4,6.10^6$	
$\frac{\Phi_Q}{\Phi_B}$	0	$0,6.10^{-3}$	$0,8.10^{-3}$	Immédiatement après chauffage à 150° C
$\lambda^4 R_B \frac{\Phi_Q}{\Phi_B}$	0	$0,8.10^5$	$1,1.10^5$	
$\frac{\Phi_Q}{\Phi_B}$	$1,1.10^{-3}$	$2,7.10^{-3}$	$3,4.10^{-3}$	Après attente prolongée à 20° C
$\lambda^4 R_B \frac{\Phi_Q}{\Phi_B}$	$1,9.10^5$	$3,8.10^5$	$4,6.10^5$	
$\frac{\Phi_Q}{\Phi_B}$	$5,2.10^{-3}$	$9,7.10^{-3}$	$10,9.10^{-3}$	Immédiatement après refroidissement à −80° C
$\lambda^4 R_B \frac{\Phi_Q}{\Phi_B}$	$9\ .10^5$	$13,8.10^5$	$14,6.10^5$	

Ces résultats sont en accord avec les mesures de Humphreys Owen (3). Après un chauffage prolongé à 200° C, l'intensité de la lumière diffusée à cette température est inversement proportionnelle à λ^4. Immédiatement après refroidissement à 20° C, le cristal continue à diffuser en $1/\lambda^4$ (2e ligne du tableau), puis il évolue lentement et, au bout de quelques jours, on obtient les résultats indiqués dans la troisième ligne du tableau; le quartz a retrouvé sa structure réelle initiale.

Ceci nous conduit à supposer un « état de structure réelle » caractéristique de la température à laquelle le cristal est porté, et dont la configuration d'équilibre se réalise d'autant plus rapidement que la température est plus élevée.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons refroidi pendant deux semaines le même échantillon de quartz à la température de — 78° C. Les résultats obtenus immédiatement après avoir de nouveau porté le cristal à température ordinaire sont indiqués dans la quatrième colonne du tableau I. L'intensité de la lumière diffusée a fortement augmenté, elle diminue exponentiellement en fonction du temps et au bout de quelques jours on retrouve les résultats indiqués dans la première ligne de la colonne I.

Nous avons vérifié sur quatre échantillons de provenance différente les phénomènes précédents; ils sont plus ou moins marqués mais sont qualitativement reproductibles.

Ces expériences sont à rapprocher d'études effectuées par J. Curie (4) sur la conductibilité électrique du quartz : suivant l'axe optique, la conduc-

tibilité à température ordinaire est anormalement grande; lorsque l'échantillon a été chauffé, la conductibilité est fortement diminuée; une force électromotrice de polarisation s'établit plus rapidement qu'en absence de traitement thermique. Au bout de quelques jours d'attente à température ordinaire, le quartz retrouve sa conductibilité initiale.

Il est vraisemblable que le long des « canaux » du quartz parallèle à l'axe optique se concentrent les impuretés contenues dans le cristal; une élévation de température a pour effet de permettre à ces impuretés de diffuser à travers la masse du cristal et un équilibre, caractéristique de la température du système, s'établit lentement entre impuretés fixées par les défauts de réseau et impuretés diffusées. Il est alors normal que l'équilibre s'établisse d'autant plus rapidement que la température est plus élevée.

(*) Séance du 3 février 1958.

(1) J. Chapelle et L. Taurel, *J. Chim. Phys.*, 52, n° 4, 1955, p. 307.

(2) Mlle Lucienne Taurel, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1755.

(3) S. P. F. Humphreys Owen, *Proc. Phys. Soc.*, B, 69, 1956, p. 350.

(4) J. Curie, *Ann. Chim. Phys.*, 18, 1889, p. 203.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Propriétés diélectriques de la chabasie et de la heulandite naturelles.* Note de M. **Pierre Ducros**, présentée par M. Charles Mauguin.

Mesure de la constante diélectrique et des pertes diélectriques de la chabasie et la heulandite de 20 à 150° C entre les fréquences 100 c/s-100 kc/s. Un domaine de dispersion de Debye a été trouvé dans les deux zéolites correspondant à des énergies d'activation respectivement de 0,70 et 0,14 eV. Il s'agirait de l'énergie de rotation des molécules d'eau dans le cristal.

De nombreux auteurs ont étudié les propriétés de l'eau zéolitique. Les études aux rayons X ont montré que la structure des zéolites est conditionnée par un enchaînement de tétraèdres SiO_4 laissant libres des canaux contenant les cations et les molécules d'eau (1), (2). Une étude diélectrique devait donner des informations sur les rotations possibles des molécules d'eau dans ces canaux.

Nous avons réalisé cette étude entre les températures 20-150° C et les fréquences 100 c/s-100 kc/s. L'échantillon de heulandite était une lame de clivage (010) provenant de Bérufiord (Islande). La chabasie provenait des îles Feroë. Les mêmes domaines de dispersion de Debye ont été observés dans les lames monocristallines et dans des poudres agglomérées en pastilles.

Les variations de ε' et ε'', parties réelle et imaginaire de la constante diélectrique, en fonction de la fréquence et de la température obéissent à une loi de

Debye ([3]), compte tenu d'une dispersion notable des temps de relaxation ([4])

$$\varepsilon' - i\varepsilon'' = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty}{1\,(i\omega\tau)^{1-\alpha}};$$

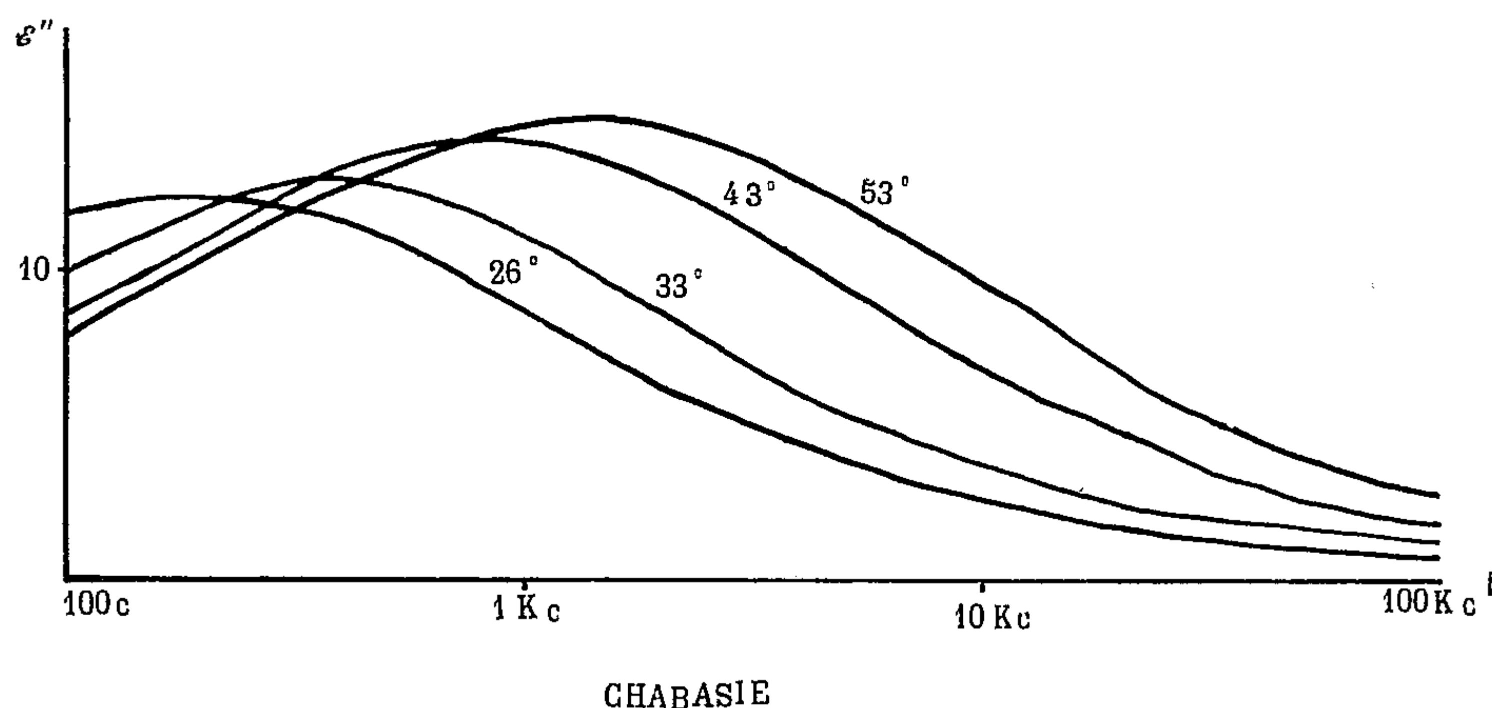
α est voisin de 45° pour la heulandite comme pour la chabasie.

f_{max} étant la fréquence correspondant au maximum de ε'', $\log f_{max}$ varie linéairement en fonction de $1/T$. Les énergies d'activation correspondantes sont :

0,14 eV pour la heulandite;

0,70 eV pour la chabasie.

La précision est mauvaise pour la heulandite ($\pm$ 30 %) et relativement bonne pour la chabasie ($\pm$ 5 %) à cause de l'importance relative de la correction de la conductibilité et des pertes diélectriques.



CHABASIE

Il paraît naturel d'admettre, comme mécanisme de dispersion diélectrique, l'orientation, dans les champs de basse fréquence, des molécules d'eau. La rotation de ces molécules nécessiterait dans cette hypothèse le passage d'une barrière de potentiel plus faible dans le cas de la heulandite que dans celui de la chabasie.

La diffusion des ions et des molécules dans les zéolites a fait l'objet d'importants travaux ([5]) à ([10]). On sait que la structure à trois dimensions de la chabasie permet une sorption rapide de molécules gazeuses telles que l'eau ou l'ammoniac. Le phénomène est plus lent avec la heulandite à cause de sa structure en feuillets. Par contre, nos mesures montrent que la rotation des molécules est plus facile dans la heulandite que dans la chabasie. Il est donc mis en évidence le fait que la diffusion des molécules d'eau dans les zéolites et leur rotation en une position définie correspondent à des mécanismes nettement distincts. Les mesures de dispersion diélectrique que nous avons entreprises, en permettant le calcul de la hauteur des barrières de potentiel de rotation, peuvent ainsi fournir des renseignements complémentaires sur les liaisons de l'eau.

Des expériences sont actuellement en cours concernant les domaines de dispersion diélectrique des échantillons de chabasie dont les cations ont été remplacés par divers ions métalliques, ou une certaine proportion de l'eau par d'autres corps polaires. D'autres zéolites seront aussi ultérieurement étudiées.

(1) J. WYART, *Bull. Soc. Min.*, 56, 1933, p. 81.
(2) U. VENTRIGLIA, *Per. di Min.*, 24, 1955, p. 49.
(3) P. DEBYE, *Ber. der Dtsch. Phys. Ges.*, 15, 1913, p. 777.
(4) J. R. MAC DONALD, *J. Chem. Phys.*, 20, 1952, p. 1107.
(5) A. TISELIUS, *Z. Phys. Chem.*, 169 A, 1934, p. 425 et 174 A, 1935, p. 401.
(6) M. HEY, *Phil. Mag.*, 22, 1936, p. 492.
(7) R. M. BARRER, *Trans. Far. Soc.*, 45, 1949, p. 358 et 46, 1950, p. 853.
(8) R. M. BARRER et D. W. BROOK, *Trans. Far. Soc.*, 49, 1953, p. 1049.
(9) EMMETT et DE WITT, *J. Amer. Chem. Soc.*, 65, 1943, p. 1253.
(10) GARDEN, KINGTON et LAING, *Proc. Roy. Soc.*, A, 234, 1956, p. 35 et 234.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Sur une source d'ions à bombardement électronique*. Note (*) de MM. **DANIEL BLANC** et **ANDRÉ DEGEILH**, présentée par M. Gaston Dupouy.

On décrit les caractéristiques d'une source d'ions du type Nier utilisée sans champ magnétique auxiliaire, et l'on étudie son fonctionnement pour des pressions et des tensions d'accélérations variables. Le débit ionique dépasse 50 μA pour des tensions supérieures à 8 kV (pour l'air).

La réalisation de dispositifs de spectrométrie de masse nous conduit à faire des études expérimentales systématiques sur les sources d'ions. Leur stabilité et leur débit ionique y jouent en effet un rôle fondamental.

Nous avons réalisé une source du type Nier (1) mais sans champ magnétique auxiliaire, et avons cherché à étendre son fonctionnement à des tensions d'accélération plus élevées que celles employées jusqu'ici, et réglables de 0 à 12 kV.

Description de la source. — Le schéma d'ensemble de la source est donné par la figure 1. Sa structure est voisine de celle réalisée par Vauthier (2). La construction mécanique permet de faire varier la plupart des paramètres de la source.

Après réglage mécanique et en faisant varier les tensions appliquées aux différents éléments de la source, nous avons obtenu sur le collecteur (C) un courant électronique compris entre 50 et 500 μA, selon le vide réalisé dans la chambre d'ionisation (B). La différence de potentiel entre la chambre (B) et le filament (F) peut varier de 22,5 à 325 V, et entre le collecteur (C) et la chambre (B) de 22,5 à 112,5 V. Les électrons sont ainsi accélérés de 45 à 400 V environ.

La figure 1 donne la répartition des potentiels électriques obtenus à partir de la haute tension positive sur les différentes électrodes du système.

Les ions positifs sont recueillis dans une cage de Faraday après avoir été accélérés par l'électrode (E). L'électrode (P) est portée à un potentiel supérieur de quelques volts au potentiel de la chambre d'ionisation (B).

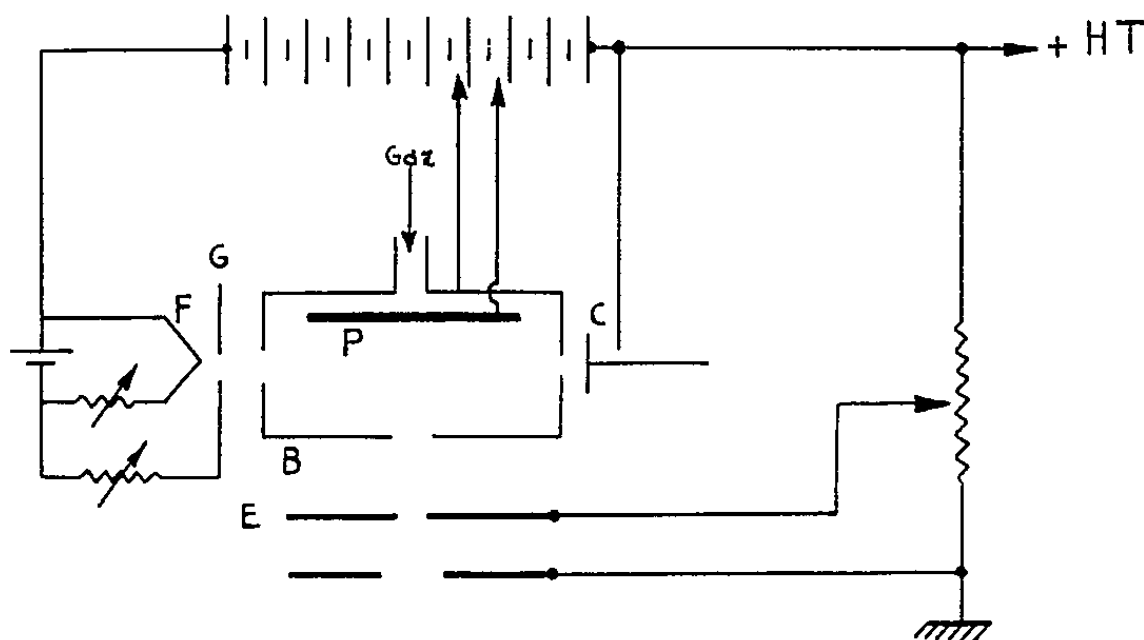


Fig. 1.

Résultats. — Le courant d'ions recueilli dans le cylindre de Faraday dépasse 50 μA, lorsque le débit général de la haute tension est d'environ 100 μA, pour une pression de gaz dans la source de l'ordre de 3.10^{-3} mm de Hg. Le rapport du débit ionique au débit général haute tension est alors supérieur à 1/2. Dans les cas les plus défavorables, pour des pressions de l'ordre de 3.10^{-4} mm de Hg par exemple, ce rapport est d'environ 1/5 dans l'argon et de 1/3 dans l'air.

Les courbes de la figure 2 montrent que le courant ionique augmente, à tension constante (5 kV ici), à mesure que la pression de gaz dans la source croît. Le fonctionnement de la source est très stable dans les limites de pression comprises entre 10^{-4} et 3.10^{-3} mm de Hg. Lorsque la pression du gaz dans la source devient supérieure à 5.10^{-3} mm de Hg, il y a instabilité et la source devient alors pratiquement inutilisable.

A pression constante, le meilleur débit ionique est obtenu pour des tensions élevées. Nous nous sommes limités à une tension maximum de 12 kV. Les courbes des figures 3 et 4, valables pour l'air et l'argon, montrent que le courant ionique croît linéairement avec la tension.

Les conditions de fonctionnement optimum de la source sont donc obtenues pour une pression de gaz supérieure à 10^{-5} mm de Hg, et pour une tension élevée, de l'ordre de 10 kV, valeur pour laquelle le courant ionique atteint 50 μA.

L'étude faite sur ce modèle de source montre que la stabilité est excellente et le débit ionique satisfaisant. Mais les réglages préliminaires sont

toujours délicats, ce qui peut être gênant dans le cas d'un fonctionnement continu lié à un spectromètre de masse.

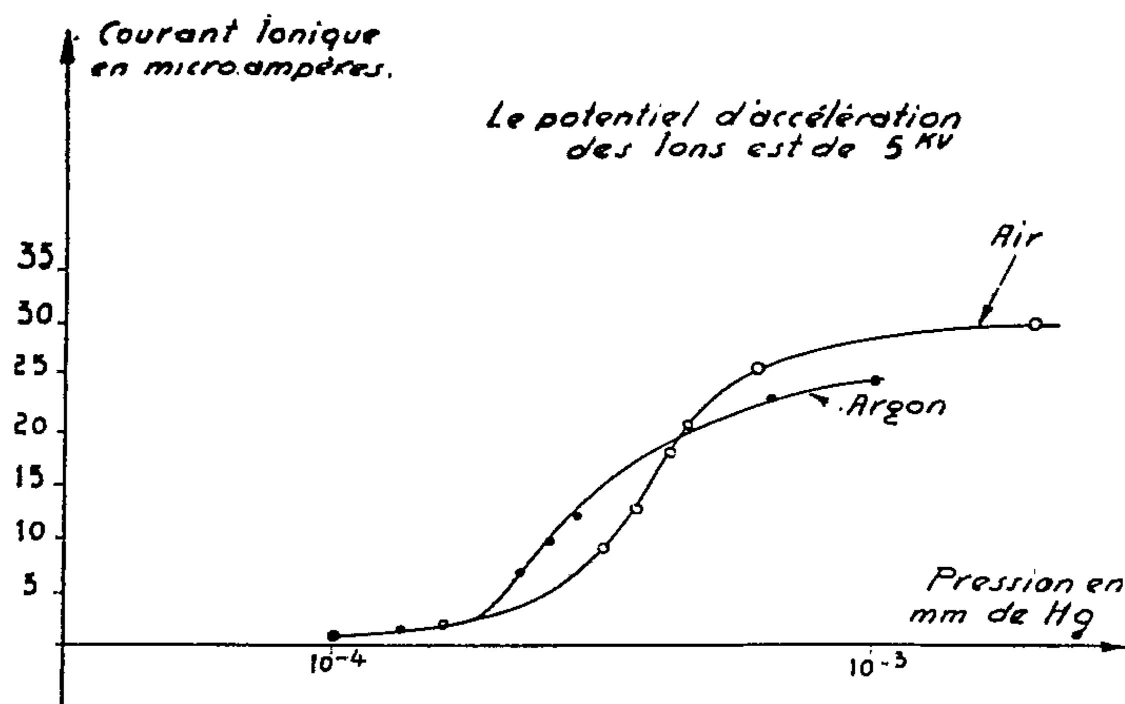


Fig. 2

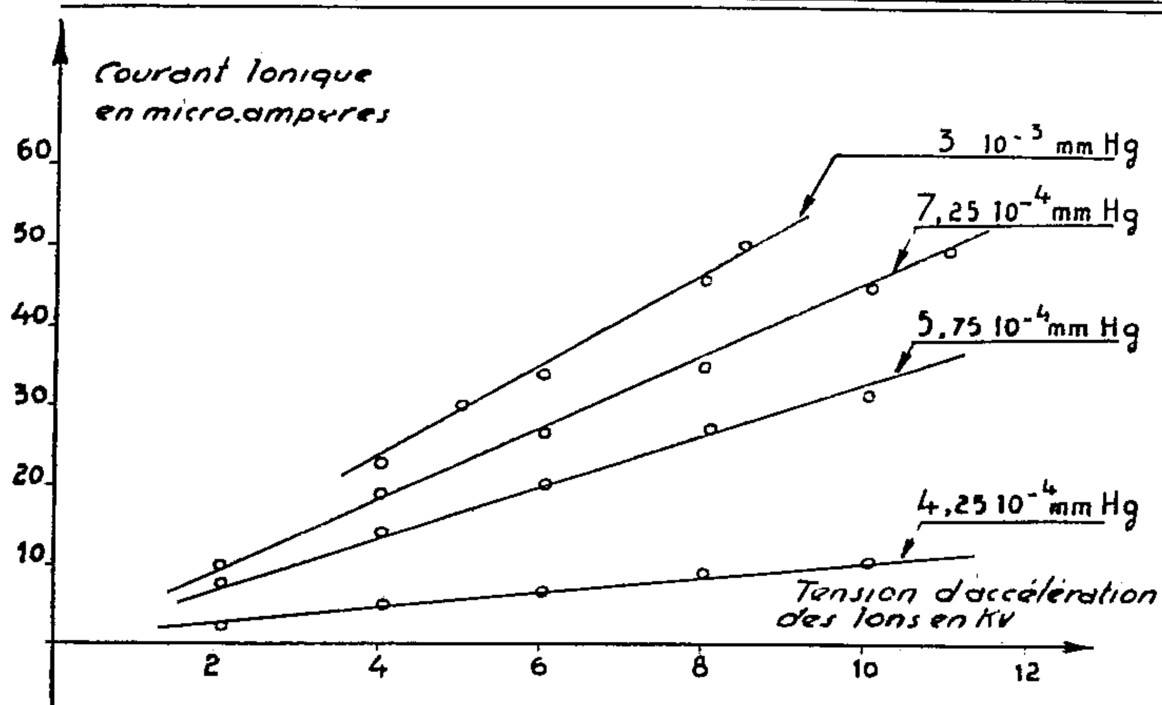


Fig. 3

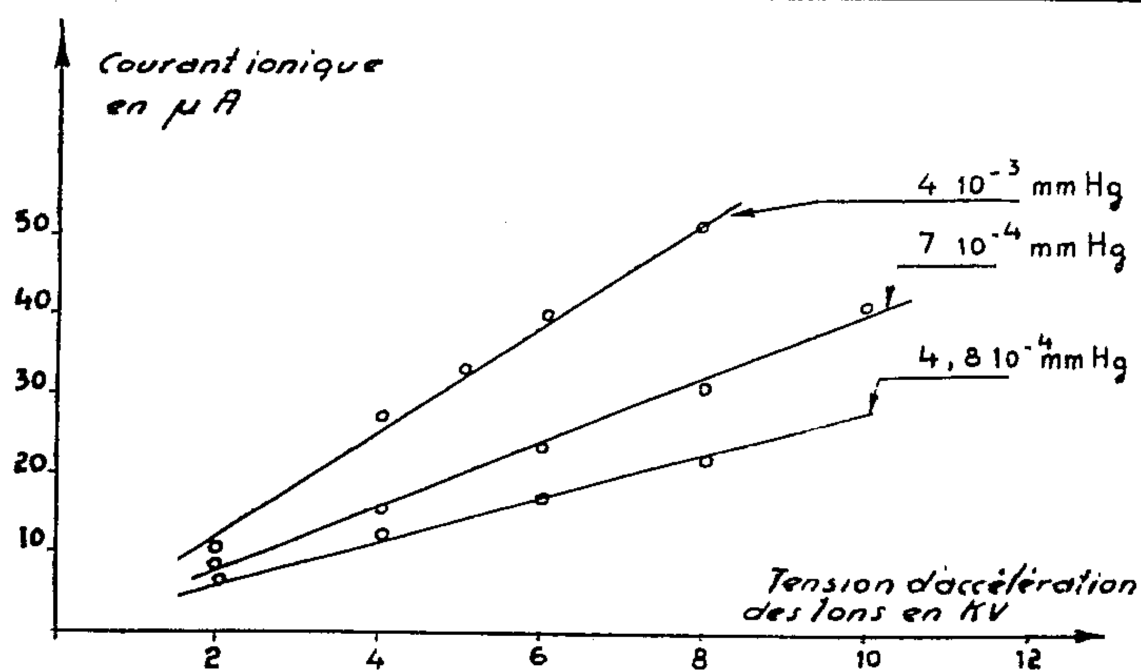


Fig. 4

Des sources à alimentation H.F. sont actuellement en cours d'étude. Leur débit est supérieur et leur mode d'utilisation plus simple.

(*) Séance du 27 janvier 1958.
(1) A. O. NIER, *Rev. Sc. Instr.*, 18, 1947, p. 398.
(2) M. R. VAUTHIER, *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, p. 107.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Période du premier niveau de rotation du* ^{226}Ra. Note (*) de MM. **HAMLET VARTAPETIAN** et **ROGER FOUCHER**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Par la méthode des coïncidences retardées $\alpha - \gamma$ on montre que le niveau de 67,8 keV a une période $T_{1/2} = (6,3 \pm 0,7) . 10^{-10}$ s. On en déduit une valeur de Q_0 voisine de celle donnée par le modèle unifié des noyaux. Associée aux mesures de corrélations angulaires cette valeur de $T_{1/2}$ permet de calculer le gradient du champ électrique existant au voisinage des noyaux de Ra : $(\overline{\partial^2 v/\partial z^2}) = 3 . 10^{18}$ V.cm^{-2}.

Pour les noyaux de nombre de masse A compris entre 150-190 et $A > 222$, ont été mis en évidence des moments quadrupolaires élevés (1). Les mesures d'excitation coulombienne et de probabilité de transition γ permettent d'atteindre les $B(E_2)$ (probabilités réduites de transitions E_2) et les moments quadrupolaires après avoir fait choix d'un modèle.

Pour la région des terres rares, les résultats sont nombreux et concordent en général par les deux méthodes (1). Pour les noyaux lourds $A > 222$, les résultats n'ont été obtenus que par excitation coulombienne, et dans le cas des noyaux pair-pair, que pour les deux noyaux de ^{232}Th et ^{238}U (1), avec une erreur de 50 % sur les sections efficaces.

Nous donnons dans cette Note une détermination directe du $B(E_2)$ de la transition de 67,8 keV dans le ^{226}Ra, par la mesure de la vie moyenne de ce niveau, obtenue par désintégration α du $^{230}Th(Io)$.

Les mesures de corrélations angulaires α—γ (67,8 keV) avec une source d'Io métallique (2) montrent une nette atténuation qui est due au couplage du moment quadrupolaire du noyau de ^{226}Ra excité, et des gradients de champ électrique existant dans son voisinage. Cette atténuation dépend de la grandeur de l'interaction et du temps pendant lequel elle agit, c'est-à-dire de la vie moyenne $T_{1/e}$ de l'état intermédiaire (niveau de 67,8 keV). La connaissance directe de $T_{1/e}$ associée aux mesures de corrélations perturbées α—γ peut permettre de remonter aux valeurs des gradients de champ électrique existant dans le voisinage des noyaux.

Mesure de la période du niveau de 67,8 keV. — L'appareillage utilisé est un système de coïncidences lent rapide (3), (4). Les phototubes sont des EMI 6262. La coïncidence s'effectue sur un tube 6 BN 6. Les tentatives de mesures effectuées jusqu'à présent donnent pour limite de la vie moyenne $T_{1/e} < 2 . 10^{-9}$ s (5) et $T_{1/e} \leq 10^{-9}$ s (6). Étant donnée la faible intensité du rayonnement γ de 67,8 keV nous avons pris comme détecteur un cristal de INa(Tl) 3,5 × 2,5 cm.

Les rayons α sont détectés par un cristal d'anthracène de 6/10e de millimètre d'épaisseur. La source utilisée Io (10 %) + Th (activité de l'ordre de 2 μC) donne un spectre continu pour le rayonnement α. On peut effectuer une comparaison avec la courbe de coïncidences β—γ (Compton) 411 keV dans ^{198}Au (vie moyenne $\gamma < 5.10^{-11}$ s). Nous avons utilisé des canaux de discrimination d'énergie $\alpha(\beta)$ et γ de 6^{V} de large, de manière que la méthode du déplacement du centre de gravité (7) soit applicable. Le temps de résolution du circuit $2t = 8.10^{-9}$ s.

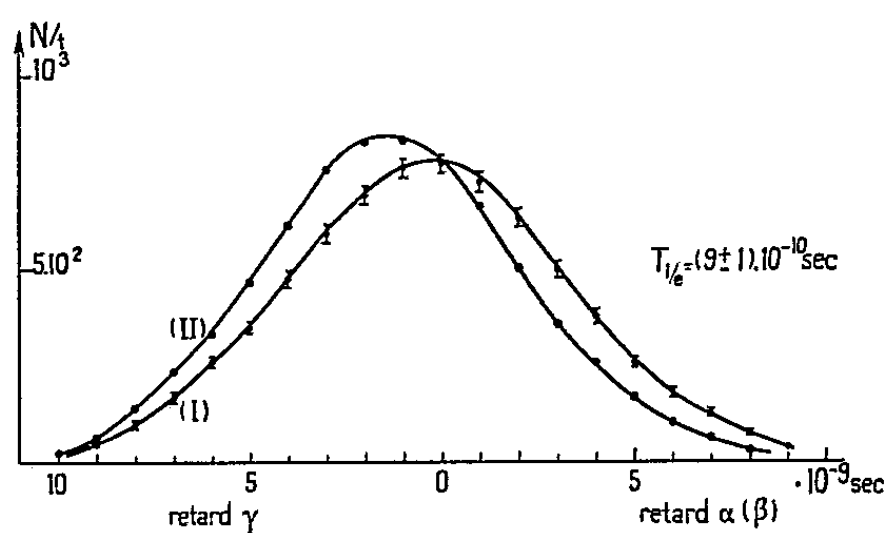


Fig. 1.

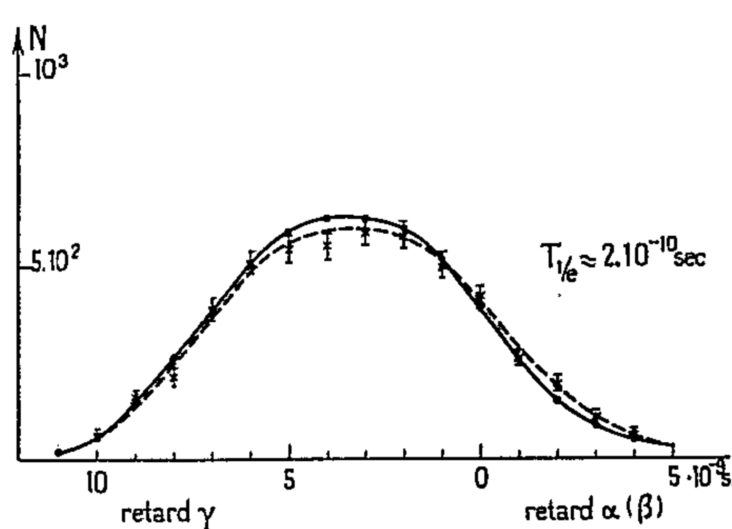


Fig. 2.

Fig. 1. — Courbes de coïncidences retardées.
(I) entre les rayonnements α — γ (67,8 keV) dans ^{230}Th (Io).
(II) entre les rayonnements β — γ (Compton 67,8) dans ^{198}Au.
Temps de résolution : $2t = 8.10^{-9}$ s: largeur des canaux de discrimination d'énergie : $\Delta V = 6^{V}$.

Fig. 2. — Courbes de coïncidences retardées.
α — γ (145 keV) dans le ^{230}Th (courbe en pointillés avec erreurs statistiques).
β — γ (Compton 145) dans ^{198}Au (courbe en trait plein.)

La courbe obtenue dans le cas des coïncidences retardées α — γ (67,8 keV) est représentée sur la figure 1 (courbe I). En laissant inchangés les canaux α et γ on remplace la source d'Io par une source de ^{198}Au : on obtient la courbe (II). Le déplacement obtenu est de 9.10^{-10} s. Il est dû à la vie moyenne du niveau de 67,8 keV du ^{226}Ra. Pour le vérifier, nous avons tracé dans les mêmes conditions (canaux α et β inchangés, mêmes sources d'Io et ^{198}Au), les coïncidences retardées α — 145 keV dans l'Io et β — compton γ(145 keV) dans le ^{198}Au (*fig.* 2). On obtient sur trois séries de mesures une vie moyenne voisine 2.10^{-10} s [l'incertitude sur cette valeur provient de la mauvaise statistique sur les coïncidences α — γ(145 keV) l'intensité du rayonnement γ de 145 keV étant très faible, de l'ordre de 0,07 %]. Le calcul théorique de la vie moyenne du deuxième niveau de rotation (4+) dans le ^{226}Ra, en admettant que la vie moyenne du premier niveau est 9.10^{-10} s, conduit à la valeur approchée $T_{1/e} \simeq 2,5.10^{-10}$ s (imprécision due aux E_{γ} et aux coefficients de conversion interne).

Nous avons mesuré également la vie moyenne du niveau de 67,8 keV en

effectuant les coïncidences $\alpha - X_L$ (du γ de 67,8). Les rayonnements X_L de 15 keV sont détectés par un cristal de stilbène de 4 cm d'épaisseur. On compare toujours avec la courbe des coïncidences retardées $\beta - \gamma$ (Compton) dans ^{198}Au. Le résultat obtenu est en accord avec celui déduit des coïncidences $\alpha - \gamma$,

$$T_{1/e} = (9 \pm 1).10^{-10}\,s$$

soit pour la période du niveau de 67,8 kV :

$$T_{1/2} = (6,3 \pm 0,7).10^{-10}\,s.$$

Résultats. — Le rayonnement de 67,8 keV étant un rayonnement E_2 pur, les tables de Rose donnent pour le coefficient de conversion total (couches L et M) la valeur $\alpha = 64$.

La probabilité réduite de transition $B(E_2)$ sera ([8])

$$\frac{B(E_2)}{e^2} = \frac{1}{T_{\frac{1}{e}}(1+\alpha)} \frac{75}{4\pi} \frac{\hbar}{e^2} \left(\frac{\hbar C}{E}\right)^5,$$

où E est l'énergie de la transition γ et e la charge de l'électron. On obtient $[B(E_2)/e^2] = (1 \pm 0,1).10^{-48}\,cm^4$.

En admettant que le niveau de 67,8 keV (spin 2 +) est le premier niveau de rotation du noyau de ^{226}Ra, on peut calculer le moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 à l'aide de la formule donnée par Bohr et Mottelson ([8]). Elle s'écrit dans notre cas $Q_0^2 = [B(E_2)/e^2] \times 16$, soit $Q_0 = (7,1 \pm 0,5).10^{-24}\,cm^2$ d'où la déformation $\beta \simeq 0,2$.

Une estimation théorique de Q_0 en fonction du nombre de masse A a été faite par Mottelson et Nilson, qui déterminent la déformation d'équilibre dans l'hypothèse du couplage fort ([1]). Notre valeur de Q_0 est de l'ordre de grandeur de celle donnée par ces auteurs.

Enfin la valeur de la vie moyenne $T_{1/e}(67,8)$ que nous avons obtenue montre en accord avec l'expérience ([2]) que la corrélation angulaire α-γ de l'Io-Ra peut être perturbée par les interactions quadrupolaires.

Nous obtenons pour la moyenne du gradient de champ électrique existant au voisinage des noyaux de Ra ([2]), la valeur

$$\left(\overline{\frac{\partial^2 V}{\partial Z^2}}\right) = \frac{1}{T_{\frac{1}{e}}} \frac{4\hbar}{3e} \frac{I(2I-1)}{Q} \simeq 3.10^{18}\,V.cm^{-2}$$

où I est le spin de l'état intermédiaire.

(*) Séance du 3 février 1958.

([1]) K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B. MOTTELSON et A. WINTHER, *Rev. Mod. Phys.*, 28, 1956, p. 432.

([2]) G. VALLADAS, J. TEILLAC, P. FALK-VAIRANT et P. BENOIST, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 125; G. M. TEMMER et J. R. WYCKOFF, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 913.

([3]) L. Dick, R. Foucher, N. Perrin et H. Vartapetian, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1335.
([4]) H. Vartapetian, *Thèse* à paraître aux *Annales de Physique*.
([5]) A. W. Sunyar, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 654.
([6]) E. Booth, L. Madansky et F. Rasetti, *Phys. Rev.*, 102, 1956, p. 800.
([7]) Z. Bay, *Phys. Rev.*, 77, 1950, p. 419.
([8]) *Kgl. Danske Videnskab. Selskab Math. Fys. Medd.*, 27, n° 16, 1953.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Oxydation par les ultrasons de l'iodure d'éthyle émulsionné dans l'eau.* Note de M. **Henri Gueguen**, présentée par M. Eugène Darmois.

Les quantités d'iode dégagé par ultrasonnation de l'iodure d'éthyle émulsionné dans l'eau en présence d'argon, d'azote, d'oxygène et d'air croissent d'un gaz à l'autre dans l'ordre suivant : azote, argon, air, oxygène, tandis que la quantité d'acide formé croît dans l'ordre : azote, air, oxygène, argon.

L'iodure d'éthyle reste insensible aux ultra-sons (U. S.) en régime de cavitation de vapeur. Même sous l'effet combiné d'un champ électrique et d'un champ ultrasonore il ne subit aucune altération. Mais il est possible de l'oxyder par les U. S., en émulsion dans l'eau.

Des études antérieures ([1]), ([2]), ([3]) ont montré que les solutions aqueuses de IK irradiées par les U. S. dégagent une quantité d'iode qui dépend, toutes choses égales d'ailleurs, de la nature du gaz dissous. L'objet de cette étude est de séparer le rôle des mêmes gaz (argon, oxygène, azote, air) dans le phénomène d'oxydation d'iodure d'éthyle émulsionné dans l'eau.

1. Appareillage et technique. — *a. Générateur d'U. S.* — La fréquence du faisceau ultrasonore est de 960 kc/s. La puissance de 25 W acoustiques fournie par le générateur, est appliquée à une éprouvette de verre mince à fond rond, donc capable de fortes vibrations radiales ([4]). L'échange de chaleur entre son contenu et l'eau du réfrigérant se fait rapidement et la température du liquide traité a toujours été de $17° \pm 1°$.

b. Champ électrique. — Une tension électrique règne entre deux électrodes constituées par deux grilles rectangulaires (30×20 mm) de platine, soudées à l'extrémité d'un tube de verre qui sera disposé concentriquement à l'éprouvette de traitement, leur diamètre étant voisin d'ailleurs (230 mm). La tension électrique continue de 450 V crée un champ électrique E perpendiculaire au champ U. S.

c. Technique. — L'eau utilisée est de l'eau déminéralisée par une colonne échangeuse d'ions. Son pH est voisin de 5,90. Elle est désaérée puis saturée du gaz choisi au moyen du montage déjà décrit ([3]). L'argon Nertal et l'azote R sont fournis par l'Air Liquide, l'oxygène par l'Oxhydrique Française.

Après saturation par le gaz choisi, l'eau est transvasée rapidement dans l'éprouvette de traitement et, par un jeu de robinets à trois voies, le gaz

est envoyé dans la partie supérieure de l'éprouvette pour en chasser l'air cependant que l'iodure d'éthyle est ajouté à l'eau. La pression du gaz surnageant est ensuite ramenée à la pression atmosphérique pendant que l'on bouche hermétiquement l'éprouvette afin d'éviter toute rentrée d'air.

Le traitement dure 30 mn et a porté sur 30 ml d'eau et 2 ml d'iodure d'éthyle pur.

d. Dosage des produits d'oxydation. — Après ultrasonation l'iode dissous est repris par le benzène puis on procède à la séparation de l'eau d'une part, d'autre part du benzène, et de l'iodure d'éthyle à l'aide d'une ampoule à décanter.

L'iode a été dosé par l'hyposulfite centinormal au moyen d'une microburette. On devra agiter énergiquement afin de bien émulsionner la solution d'iode dans le benzène et la solution aqueuse de thiosulfate.

Les acides dissous dans l'eau sont dosés par une solution centinormale de soude caustique.

2. Expériences. — 1° *Action combinée d'un champ U. S. et d'un champ* E *sur l'iodure d'éthyle pur.* — L'action des U. S. et ensuite l'action combinée d'un champ U. S. et d'un champ E a porté sur 10 ml d'iodure d'éthyle pur. Lorsque le liquide est irradié il y a formation d'un geyser et l'on peut voir quelques bulles se former au sein du liquide vibrant.

Pour aider la formation des microétincelles qui, d'après Frenkel (5), sont nécessaires aux réactions chimiques on ajoute à l'action du champ U. S. celle du champ électrique E. Le courant qui traverse alors le liquide est de 40 μA et reste constant pendant toute la durée du traitement.

Après avoir subi pendant 1 h l'action combinée des champs U. S. et E, l'iodure d'éthyle reste inaltéré. Il en est encore de même lorsque le gaz maintenu au-dessus du liquide est l'oxygène. De même que le benzène ou le tétrachlorure de carbone irradiés à l'état pur ne subissent aucune transformation (6), l'iodure d'éthyle pur est insensible aux U. S. en l'absence d'eau.

2° *Action des U. S. sur le système hétérogène eau-iodure d'éthyle.* — Lorsque l'on soumet aux U. S. le système hétérogène eau-iodure d'éthyle le geyser se produit à l'interface iodure d'éthyle-eau et l'iodure est projeté dans l'eau. On peut observer le phénomène de cavitation dans l'eau qui se trouble par suite de l'effet émulsifiant des U. S. cependant que l'eau et l'iodure d'éthyle prennent la coloration due à l'iode dissous.

La présence constante dans l'eau irradiée de l'anion I^-, d'un aldéhyde et de l'eau oxygénée a été décelée respectivement par le nitrate d'argent, le nitrate d'argent ammoniacal et le réactif titanique.

Dans le cas où l'eau est saturée d'air ou d'azote l'absence d'acide nitreux a été reconnue par le réactif de Guess « Prolabo ».

3. MESURES. — Le tableau ci-dessous rapporte les séries de mesures.

Nature du gaz choisi.	ml de $S_2O_3Na_2$ N/100. Expériences 1.	2.	3.	Moyenne.	ml de NaOH N/100. Expériences 1.	2.	3.	Moyenne.
Azote	0,75	0,70	0,80	0,75	1,20	1,15	1,20	1,18
Argon	1,17	1,25	1,20	1,20	1,65	1,70	1,75	1,70
Air	1,55	1,45	1,50	1,50	1,20	1,30	1,30	1,26
Oxygène	2,25	2,20	2,10	2,18	1,50	1,55	1,60	1,51

4. CONCLUSION. — Prudhomme et Grabar (6) ont établi que l'eau désoxygénée, saturée d'argon est décomposée sous l'influence des U. S. et donne de l'eau oxygénée. Prudhomme (7) a montré d'autre part, que la quantité d'eau oxygénée formée dans l'eau pure irradiée est plus grande en présence d'argon qu'en présence d'oxygène. Toutefois, dans le cas étudié ici, les oxydations causées par les U. S. ont un meilleur rendement en iode dans les solutions contenant de l'oxygène dissous.

Par ailleurs, le rôle des différents gaz dans l'oxydation par les U. S. de l'iodure d'éthyle émulsionné dans l'eau est comparable à celui qu'ils jouent dans l'oxydation de IK (1), (2), (3).

Il est remarquable que l'oxydation par les U. S. de l'iodure d'éthyle en présence d'eau aboutit à des résultats qualitativement comparables à ceux qu'on obtient par photolyse ou par oxydation photochimique de cet iodure d'alcoyle (8).

(1) H. GUÉGUEN, *Diplôme d'Études supérieures*, Lille, 25 janvier 1957.
(2) P. RENAUD et H. GUÉGUEN, Communication à la Société de Chimie physique, 13 février 1957.
(3) H. GUÉGUEN, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1926.
(4) A. DOGNON et Y. SIMONOT, *J. Chim. Phys.*, 52, 1955, p. 344.
(5) J. FRENKEL, *Acta Phys. Chim. U. R. S. S.*, 12, 1940, p. 317.
(6) R. O. PRUDHOMME et P. GRABAR, *J. Chem. Phys.*, 46, 1949, p. 323.
(7) R. O. PRUDHOMME, *J. Chim. Phys.*, 1957, p. 332.
(8) G. EMSCHWILLER, *Thèse*, 1932.

(Laboratoire de Chimie C, Sorbonne, Paris.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Nouvelles recherches expérimentales sur la tension superficielle des liquides en mouvement.* Note de MM. **MARIUS BORNEAS** et **ERVIN KALMAN**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans une Note précédente (1) nous avons signalé l'augmentation de la tension superficielle si le liquide à étudier se trouve en rotation. Nous avons déterminé pour deux anneaux la dépendance entre l'angle à la

rupture et la fréquence de rotation, en représentant les résultats par deux courbes.

Nous donnerons dans la Note présente les résultats obtenus à diverses fréquences de rotation, pour deux liquides et plusieurs diamètres, en essayant ensuite une interprétation.

Les mesures effectuées ont conduit aux résultats suivants. Dans le premier tableau sont les valeurs de l'angle à la rupture dans le cas du cyclohexane.

Diamètre de l'anneau (cm).	Fréquence de rotation (t/s).						
	0.	0,56.	0,80.	0,98.	1,40.	1,96.	2,47.
1,42.........	56° 10′	–	–	56° 30′	56° 50′	57° 10′	–
1,79.........	70 40	–	–	71 10	71 50	72 40	–
1,95.........	77 10	77° 20′	77° 30′	77 40	78 20	79 40	–
2,31.........	91 10	91 30	91 40	92 20	93 10	94 30	96° 40′

Dans le deuxième tableau sont les valeurs de l'angle à la rupture dans le cas de l'eau.

Diamètre de l'anneau (cm).	Fréquence de rotation (t/s).						
	0.	0,56.	0,80.	0,98.	1,40.	1,96.	2,47.
1,30.........	137° 00′	137° 40′	138° 00′	138° 30′	139° 40′	141° 30′	143° 30′
1,58.........	166 40	167 40	168 10	168 30	170 30	173 10	175 30

Les courbes représentant ces résultats ayant la même allure que les courbes de la Note précédente ([1]), nous ne les reproduisons plus.

On se pose la question, quelles sont les grandeurs physiques dont l'interdépendance est reflétée dans la relation entre l'angle à la rupture et la fréquence de rotation.

L'hypothèse la plus naturelle est que la tension superficielle dépend de la vitesse périphérique du liquide. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons multiplié les fréquences de rotation, des tableaux précédents, avec les diamètres des anneaux, et nous avons divisé les angles à la rupture par les diamètres. C'est ainsi qu'on obtient une grandeur proportionnelle à la vitesse périphérique au long de l'anneau, et une grandeur proportionnelle à la tension superficielle, parce que les valeurs absolues ne nous intéressent pas : nous notons avec w et $k\tau$ ces deux grandeurs. Avec ces données nous formons des autres tableaux.

Représentons ces résultats sur deux diagrammes, l'un pour le cyclohexane (*fig.* 1), l'autre pour l'eau (*fig.* 2). Les nombres correspondant aux divers diamètres ont été indiqués par les signes ○, ⊚, ⊙, ●, dans l'ordre des diamètres croissants.

Pour le cyclohexane :

Anneau de diamètre 1,42 cm.

w	0	–	–	1,39	1,99	2,78	–
kτ	39,5	–	–	39,7	40,0	40,2	–

Anneau de diamètre 1,79 cm.

w	0	–	–	1,75	2,51	3,51	–
kτ	39,4	–	–	39,7	40,1	40,5	–

Anneau de diamètre 1,95 cm.

w	0	1,09	1,56	1,91	2,75	3,82	–
kτ	39,5	39,6	39,8	39,9	40,1	40,8	–

Anneau de diamètre 2,31 cm.

w	0	1,29	1,85	2,26	3,23	4,53	5,70
kτ	39,4	39,6	39,7	40,0	40,3	40,9	41,8

Pour l'eau :

Anneau de diamètre 1,30 cm.

w	0	0,73	1,04	1,27	1,82	2,55	3,21
kτ	105,3	105,8	106,1	106,5	107,4	108,8	110,3

Anneau de diamètre 1,58 cm.

w	0	0,88	1,26	1,55	2,21	3,09	3,90
kτ	105,3	106,1	106,4	106,6	107,9	109,5	111,1

L'examen des diagrammes nous montre que les signes sont situés de

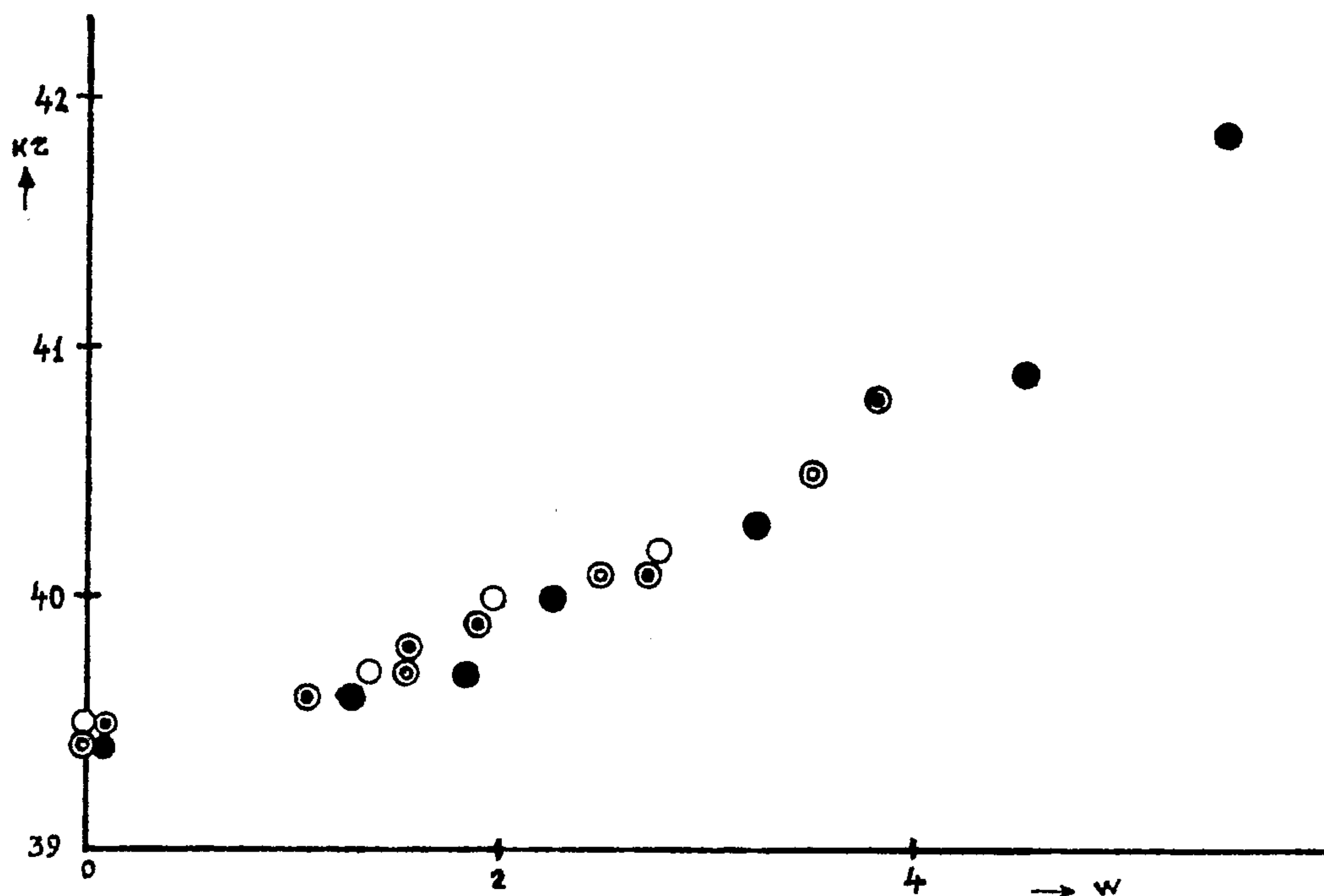


Fig. 1.

telle manière qu'on pourrait construire une courbe ascendante et continue. On pourrait déduire que, dans les conditions de nos mesures, la tension

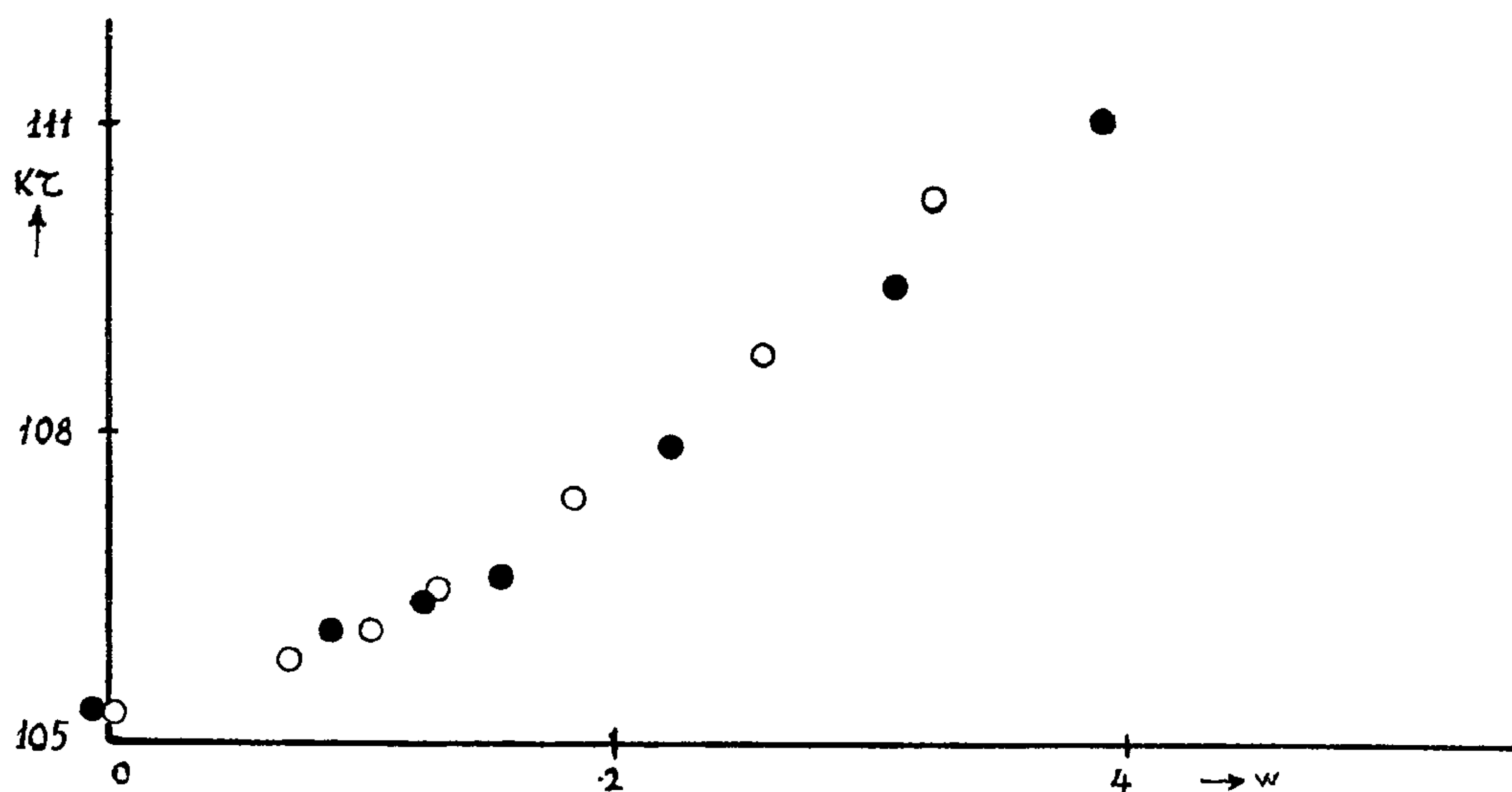


Fig. 2.

superficielle dépend de la vitesse périphérique du liquide. Cependant on ne peut pas exclure tout à fait d'autres hypothèses.

(1) M. Borneas et E. Kalman, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1710.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude microcalorimétrique de l'hydratation du sulfate de calcium anhydre. Effets des inhibiteurs de cristallisation.* Note de Mlle **Michèle de Tournadre**, présentée par M. Paul Pascal.

Pour étudier l'effet des inhibiteurs sur la cristallisation du sulfate de calcium, nous avons réalisé l'hydratation du sulfate anhydre, à la température de 30°, dans la cellule d'un microcalorimètre E. Calvet.

Les courbes enregistrées (*fig.* 1) montrent l'existence de deux phénomènes bien distincts, qui paraissent débuter l'un et l'autre à la mise en contact du sulfate anhydre et de l'eau, mais qui évoluent avec des vitesses différentes :

— Le premier est rapide; le maximum est atteint quelques minutes après le début de l'expérience;

— Le deuxième, beaucoup plus lent, présente une forme caractéristique dite de « courbe en cloche ». Le second maximum est atteint seulement 1 h 30 après le début de l'expérience.

La durée totale du phénomène est de 5 h environ. La chaleur dégagée est respectivement de :

— 17,5 cal/g de sel anhydre pour la première partie;

— 26,5 cal/g de sel anhydre pour la deuxième partie.

Ces résultats sont en bon accord avec ceux de Chassevent ([1]) qui avait également distingué ces deux dégagements de chaleur au cours de l'hydratation du sulfate anhydre préparé dans des conditions analogues. Cet auteur attribue le premier phénomène exothermique à la transformation du sulfate anhydre en semi-hydrate et à la dissolution de celui-ci jusqu'à saturation.

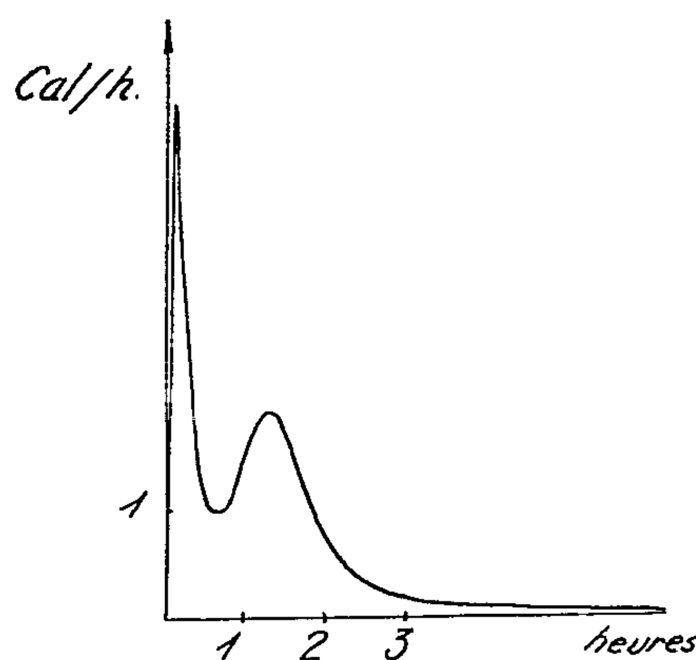


Fig. 1. — Hydratation de sulfate de calcium dans l'eau.

La solution ainsi obtenue est sursaturée par rapport au bi-hydrate qui cristallise. La semi-hydrate en excès se redissout alors et recristallise en bi-hydrate.

La deuxième partie de la courbe correspond à la somme des chaleurs dégagées au cours de chacune de ces deux réactions.

Cette interprétation est conforme à la théorie de Le Chatelier qui explique la prise du plâtre par la formation d'une solution sursaturée qui laisse déposer des cristaux dont l'enchevêtrement favorise la cohésion.

Nos courbes microcalorimétriques montrent particulièrement bien la thermocinétique de ces phénomènes.

Différents auteurs [Graft et Raush ([2]), Arredondo ([3])] ont étudié des inhibiteurs qui agissent sur la vitesse de prise du plâtre.

Pour étudier l'action de tels corps sur les phénomènes qui se produisent lors de l'hydratation du sulfate de calcium, nous avons réalisé des essais microcalorimétriques, en employant de l'eau contenant des inhibiteurs. En particulier, avec des solutions d'alcool et de dextrine aux concentrations de 2 %, 3 % et 5 %, on constate que les courbes d'hydratation ont le même aspect, mais que la deuxième partie est ralentie et cela d'autant plus qu'il y a davantage d'inhibiteurs. La chaleur dégagée est toujours la même (*fig.* 2 et 3).

Ces résultats semblent montrer que la présence d'inhibiteur n'ait pas d'influence sur la transformation du sulfate anhydre en semi-hydrate; en effet, la première partie de la courbe demeure inchangée. Mais elle a pour effet de ralentir la cristallisation du bi-hydrate.

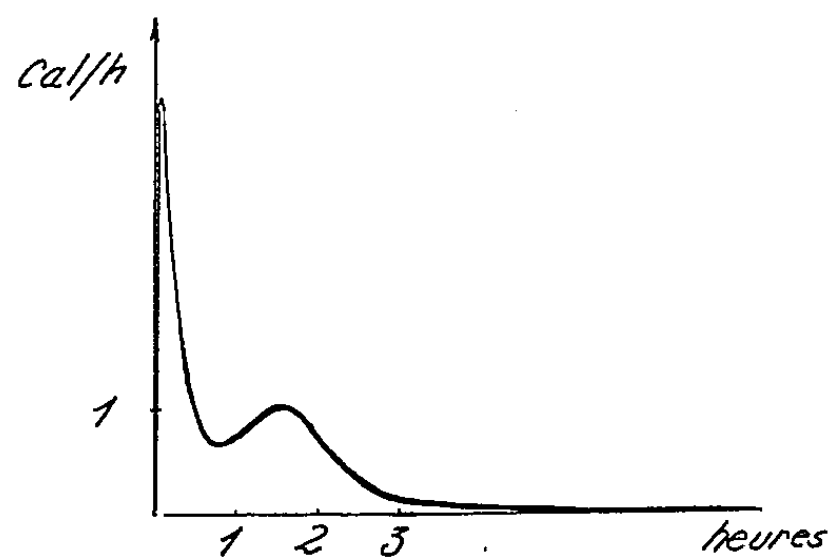


Fig. 2. — Hydratation du sulfate de calcium en présence d'alcool (solution 2 %).

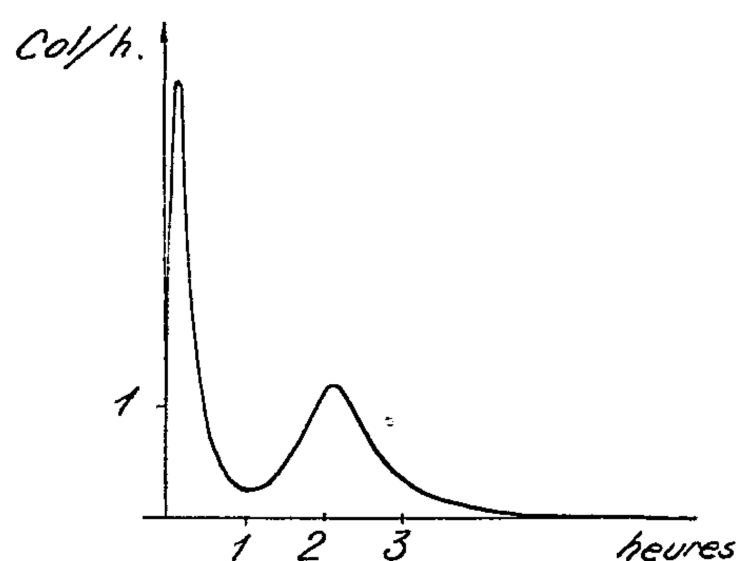


Fig. 3. — Hydratation du sulfate de calcium en présence de dextrine (solution 3 %).

En présence d'inhibiteur, la cristallisation du gypse est ralentie et la décomposition dure plus longtemps.

(1) Chassevent, *Thèse*, Paris, 1926.
(2) F. Graft et F. Rausch, *Zement Kalk Gips. Dtsh*, mai 1951, p. 117-123.
(3) F. Arredondo, *Inform. Constr. Esp.*, août-septembre 1952, n° 43, p. 614.

(*Laboratoire de Microcalorimétrie et de Thermogénèse du Centre National de la Recherche Scientifique, Faculté des Sciences de Marseille,*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude du système binaire formé par le chlorure de nitrosyle et le tétrachlorure de silicium.* Note (*) de MM. **Claude Devin** et **Roger Perrot**, présentée par M. Louis Hackspill.

L'analyse thermique des mélanges de chlorure de nitrosyle et de tétrachlorure de silicium met en évidence l'existence, à basse température, de la combinaison $SiCl_4$, 2NOCl et d'une zone de non-miscibilité à l'état liquide.

Contrairement aux autres tétrachlorures du groupe IV de la classification périodique, les tétrachlorures de silicium et de germanium ne forment pas avec le chlorure de nitrosyle de complexe MCl_4, 2 NOCl; ceci dans un intervalle de température allant de — 40 à + 100° C. Il en est de même, bien entendu, du tétrachlorure de carbone.

Nous avons ainsi été amenés à étudier à basse température les mélanges de chlorure de nitrosyle et d'un des tétrachlorures précédents.

Dans la présente Note sont donnés les résultats concernant le système binaire tétrachlorure de silicium, chlorure de nitrosyle, dont nous avons fait l'analyse thermique. Au point de vue expérimental, nous avons opéré de la manière suivante : on distille dans un tube laboratoire, refroidi à — 40°, des quantités connues des deux corps, en présence d'azote sec qui passe à travers la partie supérieure de l'appareil, de manière à éviter toute rentrée d'air humide.

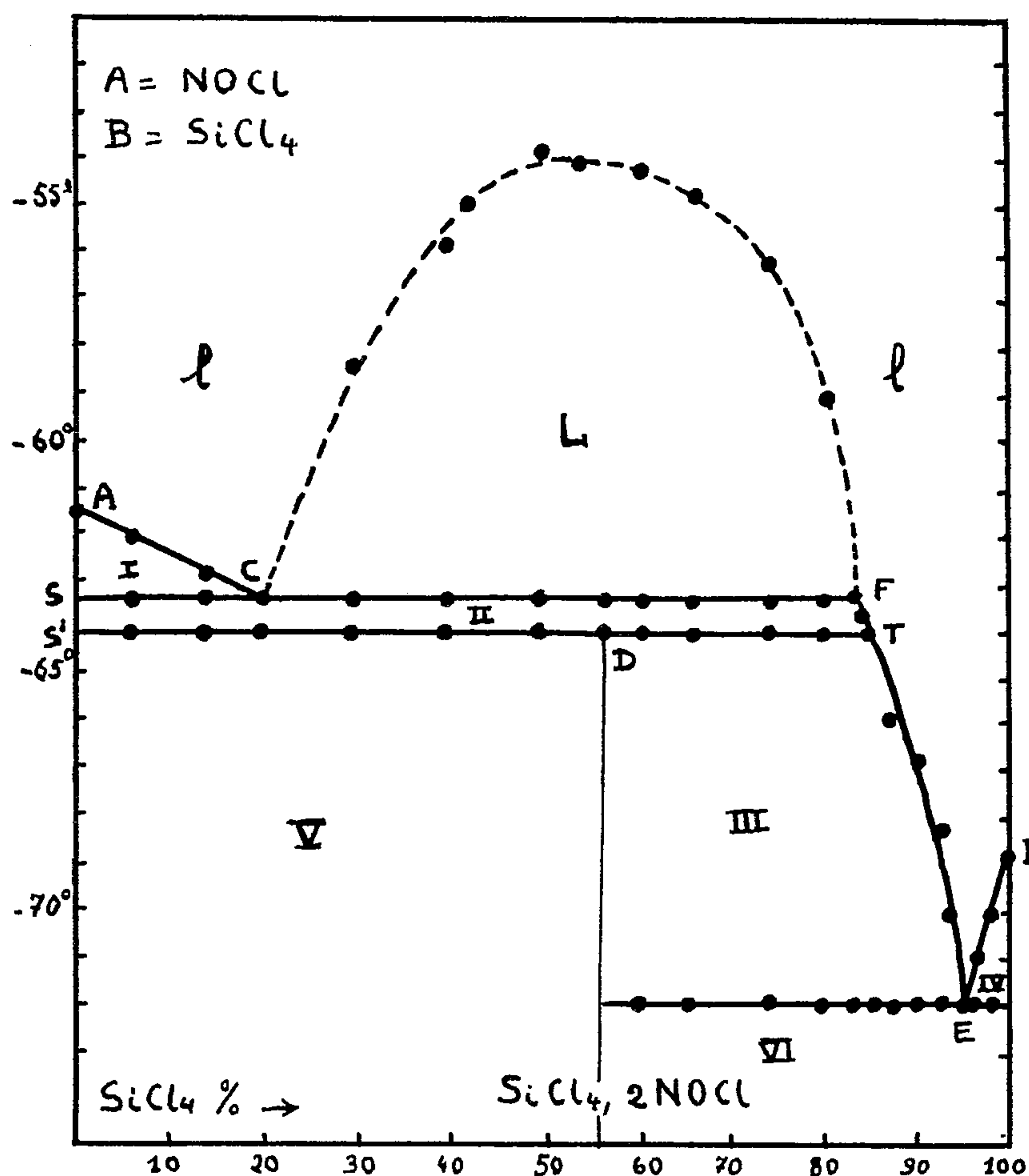
Le tube laboratoire est monté dans un manchon placé dans un vase de Dewar contenant un mélange pâteux de neige carbonique et d'acétone; de tels mélanges sont stables pendant plusieurs heures. On règle la vitesse de refroidissement en faisant le vide dans le manchon. Nous avons utilisé un thermomètre à alcool, au moyen duquel est assurée l'agitation dans le tube laboratoire.

Les températures lues ont été corrigées en se référant aux points fixes suivants : température de transformation du tétrachlorure de carbone — 46°,7 et température de cristallisation du chloroforme — 63°,5.

Les températures de cristallisation du chlorure de nitrosyle et du tétrachlorure de silicium ont été trouvées égales respectivement à — 61°,5 ± 0°,1 et à — 68°,8 ± 0°,1. Ces valeurs sont en excellent accord avec celles indiquées dans la littérature : — 61°,5 pour NOCl et — 69° pour $SiCl_4$.

Les teneurs des mélanges en tétrachlorure de silicium ont été déterminées d'après les poids des réactifs introduits et les valeurs ainsi trouvées ont été contrôlées par l'analyse. Les résultats obtenus ont été reportés sur un diagramme : en abscisses figurent les pourcentages en tétrachlorure de silicium, en ordonnées les températures. Il ne nous a pas été possible d'y mentionner les durées des divers paliers; en effet, nous avons observé des

surfusions qui, si elles ne portent que sur quelques dixièmes de degrés dans la partie gauche du diagramme, correspondent souvent à plusieurs degrés pour les mélanges à forte teneur en tétrachlorure de silicium.



Nous avons observé, en outre, que les mélanges ne sont pas tous homogènes à l'état liquide. La zone d'hétérogénéité a été tracée expérimentalement; la température de non-miscibilité commençante est déterminée par la méthode du point de trouble. Les compositions limites des deux liquides à — 63°,4 ont été obtenues par l'analyse d'échantillons prélevés dans les deux couches; elles sont de 20 % en $SiCl_4$ pour le liquide C, riche en NOCl, et de 83 % pour le liquide F, le plus dense.

Les divers domaines d'existence se définissent comme suit :

(l) un liquide homogène;

(L) deux liquides l_1 et l_2;

(I) NOCl solide en équilibre avec un liquide.

Palier SCF (— 63°,4) : NOCl solide et deux liquides; le système est invariant, et le demeure jusqu'à ce que l_1 ait disparu en donnant NOCl solide et l_2.

(II) un liquide en équilibre avec NOCl solide.

Palier S'DT : deux solides NOCl et $SiCl_4$, 2 NOCl, et un liquide. Le système est invariant et le demeure jusqu'à ce que NOCl solide ait disparu de manière à former $SiCl_4$, 2 NOCl. Ce palier est limité par le point de transition T (— 64°,1).

(III) $SiCl_4$, 2 NOCl solide et un liquide.

(IV) $SiCl_4$ solide et un liquide.

(V) $SiCl_4$, 2 NOCl solide et NOCl solide.

(VI) $SiCl_4$, 2 NOCl solide et $SiCl_4$ solide.

L'existence du composé $SiCl_4$, 2 NOCl est nettement mise en évidence, les mélanges pour lesquels la teneur en $SiCl_4$ est inférieure à 56,47 % ont une température de cristallisation finissante égale à — 64°,1, ceux pour lesquels la teneur en $SiCl_4$ est supérieure à 56,47 % ont une température de cristallisation finissante égale à la température eutectique, soit — 72°.

Le composé $SiCl_4$, 2 NOCl est à fusion non congruente; le tracé du diagramme montre qu'on ne peut pas l'obtenir à une température supérieure à — 64°,1. Il entre dans la série des complexes MCl_4, 2 NOCl formés par le chlorure de nitrosyle et les tétrachlorures des éléments du groupe IV de la classification périodique ([1]).

Il est utile de remarquer que le diagramme $SiCl_4$-HCl ([2]) plus simple que le nôtre, puisqu'il ne comporte pas de zone d'hétérogénéité à l'état liquide, met en évidence un composé $SiCl_4$, 2 HCl.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

([1]) R. Perrot et C. Devin, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 772.

([2]) G. Varga, *Thèse*, Strasbourg, 1936.

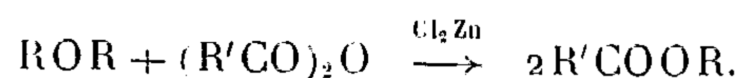
(*Faculté des Sciences de Besançon, Laboratoire de Chimie générale.*)

CHIMIE ORGANIQUE. DÉRIVÉS SILICIÉS. — *Scission de monosiloxanes symétriques.* Note (*) de M. **Jacques Valade**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons obtenu la scission de la liaison Si—O—Si des siloxanes symétriques $R_3SiOSiR_3$ (R = CH_3, C_2H_5) par action des anhydrides acétique et benzoïque en présence de chlorure de zinc. Dans le cas où R = C_6H_5, la scission n'a pas lieu. Les anhydrides maléique et succinique, dans les mêmes conditions ne réagissent pas.

Les éthers oxydes aliphatiques sont scindés par les anhydrides et les chlorures d'acides en présence de catalyseurs ([1]) tels que le chlorure de

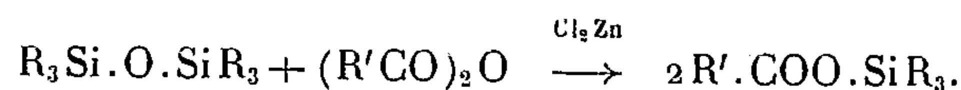
zinc


$$ROR + (R'CO)_2O \xrightarrow{Cl_2Zn} 2R'COOR.$$

Nous avons montré que dans le cas d'éthers oxydes comportant un atome de silicium dans la molécule, on obtenait le même type de réaction. Toutefois, selon la distance du silicium à la fonction, on observe également une rupture de la chaîne au niveau du silicium et un réarrangement des produits de scission ([2]).

Nous avons effectué la même réaction, dans les mêmes conditions opératoires, avec des monosiloxanes symétriques. Jusqu'alors, la stabilité de ces dérivés avait été étudiée dans quelques cas : le traitement à l'acide sulfurique conduit aux halogénures de trialcoylsilyle si l'on opère en présence de l'halogénure d'ammonium correspondant ([3]); l'iode et l'aluminium permettent la préparation des iodures de trialcoylsilyle ([4]). D'autre part, les organométalliques provoquent la rupture de la liaison Si-O avec formation des dérivés alcoxylés et alcoylés correspondants ([5]).

L'emploi des anhydrides d'acides nous a permis de préparer avec un bon rendement les acyloxysilanes, suivant :


$$R_3Si.O.SiR_3 + (R'CO)_2O \xrightarrow{Cl_2Zn} 2R'.COO.SiR_3.$$

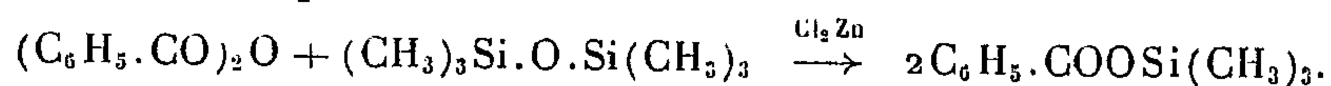
Ces dérivés peuvent être obtenus à partir des chloro et des alcoxysilanes ou des silanols, par action des chlorures ou des anhydrides d'acides, des acides eux-mêmes ou de leurs sels minéraux. Ils ne l'avaient pas été, à notre connaissance, à partir des siloxanes.

Nous avons étudié les hexaméthyl-, hexaéthyl- et hexaphényldisilylmonoxanes. Les essais de scission furent réalisés dans des conditions identiques. Nous décrirons le cas de l'hexaméthyldisilylmonoxane traité par l'anhydride acétique en présence de Cl_2Zn. Il a été vérifié qu'en l'absence de chlorure de zinc, il ne se produit aucune réaction.

On ajoute à froid et en agitant, 32 g d'hexaméthyldisilylmonoxane (0,2 mole) à 20 g d'anhydride acétique (0,2 mole) et 5,5 g de chlorure de zing (environ 0,04 mole). Le mélange est agité au reflux pendant 2 h, puis distillé. On obtient 48 g (rendement 90 %) d'acétate de triméthylsilyle ($É_{760}$ 107°,5; n_D^{20} 1,3870; d_4^{20} 0,8817; CH_3COO, trouvé 44,92 %; calculé pour $C_5H_{12}O_2Si$, 44,69 %; R_M trouvé, 35,24; calculé pour $C_5H_{12}O_2Si$, 35,67).

Dans le cas de l'hexaéthyldisilylmonoxane, on obtient l'acétate de triéthylsilyle avec un rendement du même ordre, dont les constantes sont les suivantes : $É_{760}$ 168°, n_D^{20} 1,4195; d_4^{20} 0,8881; R_M trouvé, 49,53; calculé pour $C_8H_{18}O_2Si$, 49,56.

Avec l'anhydride benzoïque, on observe une scission identique, avec des rendements comparables :


$$(C_6H_5.CO)_2O + (CH_3)_3Si.O.Si(CH_3)_3 \xrightarrow{Cl_2Zn} 2C_6H_5.COOSi(CH_3)_3.$$

Au cours de la distillation du benzoate de triméthylsilyle à partir du mélange réactionnel, on isole une très faible quantité de chlorotriméthylsilane (2 à 3 %). En maintenant à ébullition prolongée du benzoate de triméthylsilyle et du chlorure de zinc, nous avons obtenu une quantité de chlorotriméthylsilane du même ordre, ce qui explique sa formation au cours de la réaction.

L'hexaphényldisilylmonoxane ne réagit pas, même en modifiant les quantités relatives des réactifs.

Nous n'avons obtenu aucune scission avec les anhydrides maléique et succinique.

(*) Séance du 3 février 1958.

(1) M. Descudé, *Comptes rendus*, 132, 1901, p. 1129.

(2) R. Calas, N. Duffaut et J. Valade, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 790.

(3) E. A. Flood, *J. Amer. Chem. Soc.*, 55, 1933, p. 1735; B. O. Pray, L. H. Sommer et G. M. Goldberg, *J. Amer. Chem. Soc.*, 70, 1948, p. 433.

(4) M. G. Voronkov et Yu. I. Khudobin, *Bull. Acad. Sc. U. R. S. S.*, Sect. Sc. Chim., 1956, p. 713.

(5) M. C. Harvey, W. H. Nebergall et J. S. Peacke, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 1437.

(Faculté des Sciences, Bordeaux.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Diméthoxy-1.4 anthracènes substitués en méso. La diméthyl-9.10 anthraquinone-1.4*. Note (*) de M. **Yves Lepage**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Préparation de divers diméthoxy-1.4 anthracènes portant en méso un ou deux des substituants suivants : phényle, méthyle, méthoxyle. Étude du composé mésodiméthylé et de son isomère, le diméthoxy-1.4 méthylène-9 méthyl-10 dihydro-9.10 anthracène. Préparation de la diméthyl-9.10 anthraquinone-1.4 à partir de la quinizarone.

Des études antérieures ont montré que les photooxydes de dialcoxy-1.4 diaryl-9.10 anthracènes, tels que I*c* (1), (2), (3), libèrent de l'oxygène dès la température ordinaire. Les photooxydes des dialcoxy-1.4 anthracènes non substitués en méso, du type I*a* (4), n'ont pu être isolés à cause de leur très grande instabilité.

En vue d'étudier l'influence des substituants en méso sur la stabilité des photooxydes, j'ai préparé quelques dérivés du diméthoxy-1.4 anthracène, I*a*. Ils portent les substituants suivants : phényle en 9, II*c*; phényle en 9 et méthyle en 10, III*b*; méthyle en 9, III*a*; méthyles en 9 et 10, I*b*; méthoxyle en 9, IV*a*; méthoxyles en 9 et 10, IV*b*.

A. Le diméthoxy-1.4 phényl-9 anthracène, II*c*, a été préparé par réaction du bromure de phénylmagnésium sur l'hydroxy-1 méthoxy-4 anthrone,

V*b*, déjà connue ([5]). Le carbinol obtenu, VI, $C_{21}H_{18}O_3$, incolore, F_{inst} 207-208°, a été déshydraté par une solution de ClH dans le méthanol en hydroxy-1 méthoxy-4 phényl-9 anthracène, II*a*, $C_{21}H_{16}O_2$, jaune, F_{inst} 187-188° (ester acétique, II*b*, $C_{23}H_{18}O_3$, F_{inst} 208-209°, jaune pâle). La méthylation de l'hydroxyle phénolique de II*a* par le sulfate de méthyle conduit au diméthoxy-1.4 phényl-9 anthracène, II*c*, $C_{22}H_{18}O_2$, jaune, F_{inst} 158-159°.

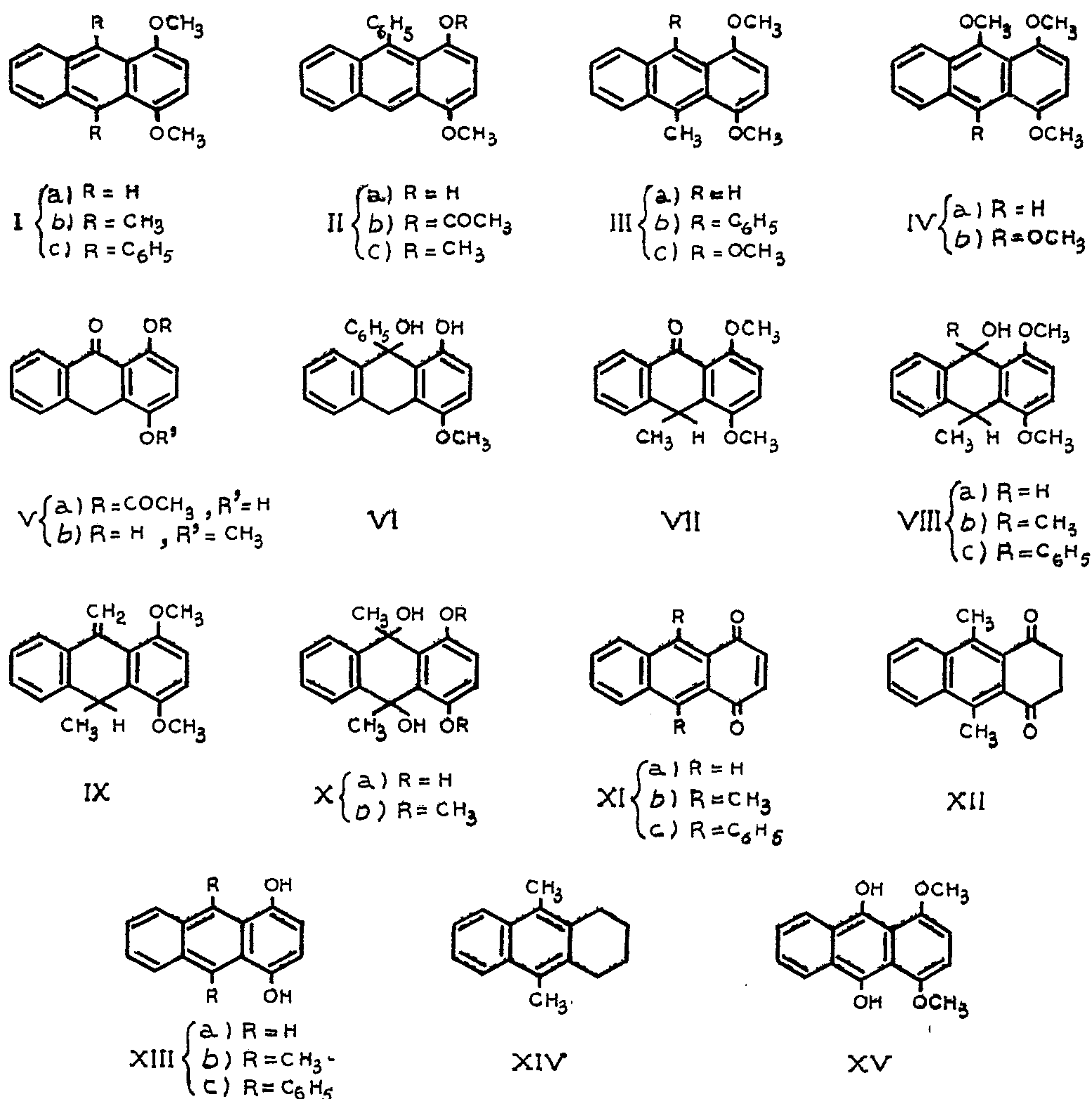
B. Le diméthoxy-1.4 phényl-9 méthyl-10 anthracène, III*b*, $C_{23}H_{20}O_2$, jaune, F_{inst} 120-121°, a été préparé par déshydratation acide du carbinol incolore, VIII*c*, $C_{23}H_{22}O_3$, F_{inst} 181-182°, lui-même obtenu par réaction du bromure de phénylmagnésium sur la diméthoxy-1.4 méthyl-10 anthrone, VII. Cette cétone ([6]) provient de la réaction de l'iodure de méthyle en présence de potasse sur l'acétoxy-1 hydroxy-4 anthrone, V*a* ([5]). Au cours de cette dernière réaction, il s'est produit la saponification de l'acétoxyle, la monométhylation du méthylène en méso et la méthylation des deux hydroxyles.

C. Le diméthoxy-1.4 diméthyl-9.10 anthracène, I*b*, déjà décrit ([7]), a été préparé commodément par réduction du diquinol correspondant X*b*, ([7]), par la phénylhydrazine en milieu acétique ([8]).

Je l'ai en outre obtenu à partir de la diméthoxy-1.4 méthyl-10 anthrone précédente, VII. Cette dernière, traitée par l'iodure de méthylmagnésium, conduit à un carbinol, VIII*b*, qui n'a pas été isolé sous forme cristallisée. Sa déshydratation par les acides n'est pas transannulaire, comme dans le cas des composés VIII*a* et VIII*c* ci-dessus, mais intéresse le méthyle voisin de l'hydroxyle. Elle conduit au diméthoxy-1.4 méthylène-9 méthyl-10 dihydro-9.10 anthracène, IX, incolore, $C_{18}H_{18}O_2$, F_{inst} 118-119°. On connaît des composés méthyléniques analogues ([9]). L'isomérisation (IX $\rightarrow$ I*b*), par migration prototropique transannulaire avec aromatisation du noyau central, n'a pu être réalisée qu'à l'aide d'une base très forte, l'hydroxyde de benzyltriméthylammonium (triton B).

J'ai tenté de préparer ce même composé diméthylanthracénique, I*b*, par un procédé analogue à celui qui avait servi pour le diméthoxy-1.4 diphényl-9.10 anthracène, I*c* ([2]), à savoir la réduction, suivie de méthylation, de l'anthraquinone-1.4 correspondante, XI*c*. Pour celà, la diméthyl-9.10 anthraquinone-1.4, XI*b*, $C_{16}H_{12}O_2$, jaune, F_{inst} 194-195°, a été préparée par grignardage de la quinizarone au moyen de l'iodure de méthylmagnésium, puis déshydratation acide du tétrol obtenu, X*a*, $C_{16}H_{16}O_4$, F_{inst} 203-204° (solvaté), incolore, instable. Les procédés de réduction habituels n'ont pas permis d'obtenir l'anthrahydroquinone correspondante, XIII*b*, ni par conséquent son diéther méthylique I*b*. En effet, cette réduction conduit avec de mauvais rendements à la dicétone isomère du diphénol attendu, le dioxo-1.4 diméthyl-9.10 tétrahydro-1.2.3.4 anthracène, XII, $C_{16}H_{14}O_2$, F_{inst} 181-182°, incolore. Ces

faits anormaux m'ont fait mettre en doute la structure de la quinone XI*b*. Néanmoins, son spectre ultraviolet est très semblable à ceux des deux autres quinones voisines, l'anthraquinone-1.4, XI*a*, et son dérivé diphénylé en 9.10, XI*c*. De plus, cette dicétone a été réduite en diméthyl-9.10



tétrahydro-1.2.3.4 anthracène, XIV, F_{inst} 109-110° ([12]) (identifié avec un échantillon authentique), par hydrogénation catalytique en présence de platine palladié ([11]). On sait que cette méthode de réduction s'applique particulièrement aux carbonyles directement liés aux noyaux aromatiques. L'obtention de l'hydrocarbure XIV confirme bien les positions méso des deux méthyles.

Enfin, les seules anthrahydroquinones-1.4 connues, le dihydroxy-1.4 anthracène, XIII*a* ([10]), et son dérivé mésodiphénylé, XIII*c* ([2]), s'isomérisent facilement en dicétones correspondantes plus stables. En particulier,

le dihydroxy-1.4 anthracène, XIII*a*, se tranforme à 210° ([10]). Dans le cas du dérivé diméthylé XIII*b*, la forme dicétonique XII serait la seule stable, même à température ordinaire.

D. Le diméthoxy-1.4 méthyl-9 anthracène, III*a*, $C_{17}H_{16}O_2$, F_{inst} 109-110°, jaune pâle, provient de la déshydratation acide du carbinol VIII*a*, non isolé à l'état cristallisé, résultant de l'action du borohydrure de sodium en milieu méthanolique sur la mésométhylanthrone VII.

E. Le triméthoxy-1.4.9 anthracène, IV*a*, $C_{17}H_{16}O_3$, jaune pâle, F_{inst} 123-124°, a été obtenu par une double méthylation à l'oxygène, à l'aide de sulfate de méthyle et de potasse, de l'hydroxy-1 méthoxy-4 anthrone, V*b*.

F. Le tétraméthoxy-1.4.9.10 anthracène, IV*b*, $C_{18}H_{18}O_4$, F_{inst} 147-148°, a été produit par O-méthylation de la diméthoxy-1.4 anthrahydroquinone, XV ([13]).

(*) Séance du 3 février 1958.

([1]) CH. DUFRAISSE, L. VELLUZ et Mme L. VELLUZ, *Comptes rendus*, **208**, 1939, p. 1822; **209**, 1939, p. 516; **212**, 1941, p. 270; *Bull. Soc. Chim.*, (5), **9**, 1942, p. 171.

([2]) A. ÉTIENNE et G. BICHET, *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 1134; G. BICHET, *Ann. Chim.*, **7**, 1952, p. 234.

([3]) A. ÉTIENNE et Y. LEPAGE, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1498.

([4]) A. ÉTIENNE et Y. LEPAGE, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1233.

([5]) K. ZAHN, *Ber.*, **67**, 1934, p. 2069.

([6]) Une autre méthode de préparation de cette anthrone a été publiée depuis l'exécution de ce travail : M. GATES et C. L. DICKINSON, *J. Org. Chem.*, **22**, 1957, p. 1398.

([7]) P. DE BRUYN, *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 1809.

([8]) K. J. CLARK, *J. Chem. Soc.*, 1956, p. 1511.

([9]) E. DE BARRY BARNETT et J. W. COOK, *Ber.*, **61**, 1928, p. 314.

([10]) D. B. BRUCE et R. H. THOMSON, *J. Chem. Soc.*, 1952, p. 2759.

([11]) N. D. ZELINSKI, K. PACKENDORFF et L. LEDER-PACKENDORFF, *Ber.*, **66**, 1933, p. 872; **67**, 1934, p. 300; D. L. TURNER, B. K. BHATTACHARYYA, R. P. GRABER et W. S. JOHNSON, *J. Amer. Chem. Soc.*, **72**, 1950, p. 5658.

([12]) J. RIGAUDY et NGUYEN KIM-CUONG, résultats non publiés.

([13]) K. ZAHN et ORWAT, *Lieb. Ann.*, **462**, 1928, p. 72.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Examen des cokes par la diffraction des électrons.*

Note de M. **CHARLES ALEXANIAN**, présentée par M. Gustave Ribaud.

La vitrinite extraite de quatre charbons de provenances différentes : Sainte-Fontaine (37 % de matières volatiles; code international 633), Dourges, (25 % M. V,; 435), Drocourt (22 % M. V.; 434) et Karl Alexander (18 % M. V.; 332), a été carbonisée à 2°C/mn jusqu'à 1000°C, puis dans le vide au moyen d'un four haute fréquence, vers 1500, 2000, 2300 et 2600°C. Nous avons étudié, par la diffraction des électrons, la structure des cokes ainsi obtenus.

A cet effet, nous avons examiné par transmission avec l'appareillage Trüb-Tauber [1], les plaques les plus minces (épaisseur $\leqq 0,1\ \mu$) de minuscules paillettes ou éclats de coke. Le pinceau électronique, d'un diamètre égal à 80 μ environ à la rencontre de la matière, était soumis à une tension accélératrice constante de 40 kV sous 0,05 mA. Le temps d'exposition des clichés a été de 10 s environ.

Nos spectres ont fourni les raies de diffraction d'une structure graphitique appartenant au système hexagonal; nous n'avons pas constaté l'existence de la forme rhomboédrique du graphite dans ces cokes.

1° Résultats. — *a. Sainte-Fontaine.* — Nous relevons sur son spectre uniquement l'existence des plans (*hk*0) et (00*l*) :

t (°C).	(002) (Å).	(100) (Å).	(004) (Å).	(110) (Å).	(200) (Å).
1 000..........	3,37	2,06	–	1,21	–
1 500..........	3,40	2,09	1,73	1,21	–
2 000..........	3,39	2,09	–	1,21	–
2 302..........	3,38	2,08	1,72	1,21	–
2 606..........	3,30	2,09	1,72	1,21	1,06

traduisant une structure bidimensionnelle quelle que soit la température de cuisson de cette vitrinite. C'est un enchevêtrement de paquets de feuillets où l'organisation graphitique proprement dite est inexistante. Les plans (*hkl*) n'apparaissent nulle part.

b. Dourges :

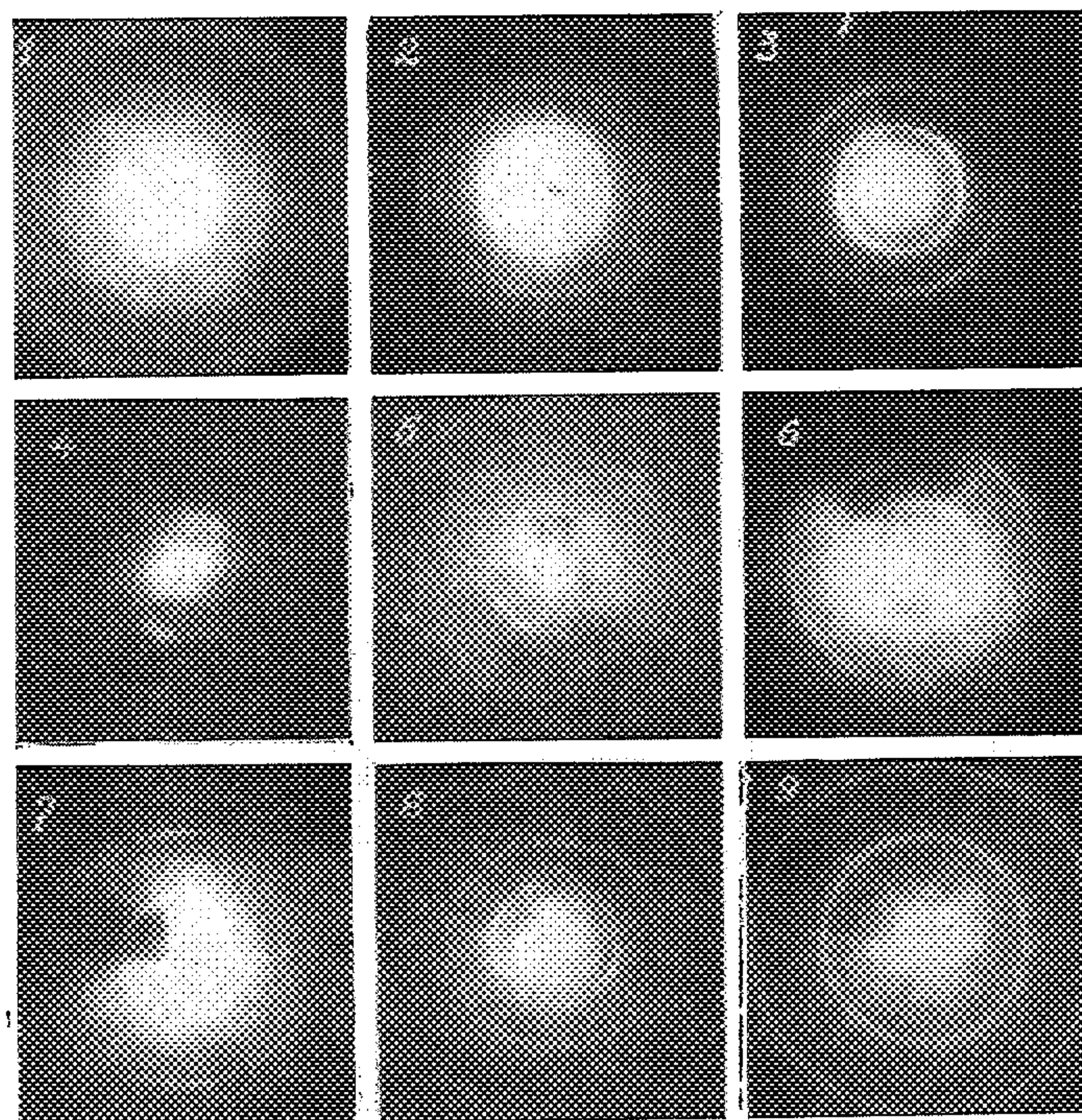
t (°C).	(002) (Å).	(100) (Å).	(101) (Å).	(004) (Å).	(110) (Å).	(105) (Å).	(200)-(201) (Å).	(121) (Å).	(118) (Å).
1 000....	3,38	2,08	–	1,70	1,21	–	–	–	–
1 500....	3,39	2,09	–	1,70	1,21	–	–	–	–
2 004....	3,40	2,09	–	1,71	1,21	1,13	–	–	–
2 396....	3,36	2,11	1,99	1,68	1,21	1,13	–	–	–
2 679....	3,36	2,11	2,01	1,68	1,21	1,14	1,05	0,781	0,694

c. Drocourt :

t (°C).	(002) (Å).	(100) (Å).	(101) (Å).	(004) (Å).	(110) (Å).	(112) (Å).	(201) (Å).	(121) (Å).	(124) (Å).
1 000....	3,38	2,07	–	1,70	1,20	–	–	–	–
1 500....	3,39	2,09	–	1,70	1,21	–	–	–	–
1 939....	3,39	2,10	–	1,70	1,21	1,13	1,05	–	–
2 341....	3,36	2,11	–	1,68	1,21	1,15	1,04	–	–
2 606....	3,35	2,11	2,02	1,67	1,22	1,15	–	0,787	0,705

Ici, la structure graphitique est bidimensionnelle jusqu'à l'approche de 1 900°C. Le graphite à symétrie hexagonale avec ses plans obliques (105), (201), (112), (121), (124) et (118), ne fait réellement son apparition que vers cette température. Nous assistons alors à une organisation progressive d'un milieu polycristallin tridimensionnel où le cristal du graphite *grossit et s'oriente*

localement au fur et à mesure de l'élévation de la température. Nous constatons même quelquefois, comme dans le cas de la vitrinite de Drocourt à 2 606°C, le commencement de la transition généralisée de la structure polycristalline vers la structure monocristalline.



(1) Carbone vaporisé sous le vide.
(2) Sainte-Fontaine 2 302° C.
(3) Dourges 2 396° C.
(4) Dourges 1 000° C.
(5) Dourges 2 679° C.
(6) Drocourt 1 939° C.
(7) Drocourt 2 341° C.
(8) Drocourt 2 606° C.
(9) Karl Alexander 2 330° C.

Nous avons remarqué en outre pour ces deux vitrinites, une orientation prononcée du plan (002) se manifestant à partir de 1 000°C (cliché n° 4) et l'empreinte de la structure graphitique qui prend naissance dès 500°C (raie 3,42 Å).

d. Karl Alexander. — Nous n'avons jamais pu enregistrer la raie 3,38 Å (002), ni son harmonique 1,69 Å (004), au cours de l'examen de ces cokes. Par contre, les autres raies (*hkl*) du graphite existent dans les spectres dont plusieurs très fines et extrêmement intenses. Nous avons affaire ainsi à une organisation de petits cristaux de graphite formant des plans (002), approximativement perpendiculaices au faisceau d'électrons. Voici les plans réticulaires que nous avons pu mettre en évidence :

t (°C).	(100) (Å).	(101) (Å).	(110) (Å).	(105)(112) (Å).	(201) (Å).	(121) (Å).	(124) (Å).	(118) (Å).
1 000	2,09	–	1,21	–	1,04	–	–	–
1 500	2,08	–	1,21	–	1,04	–	–	–
2 000	2,08	–	1,21	–	1,04	–	–	–
2 330	2,10	2,00	1,21	1,14	1,04	0,781	0,700	–
2 633	2,09	2,02	1,21	1,13	1,04	0,787	0,699	0,686

2. Discussion. — Les orientations des raies de diffraction que nous observons sur plusieurs de nos clichés, sont en liaison directe avec l'anisotropie optique de certains cokes, facilement décelable en microscopie ordinaire sur coupe mince par la rotation du plan de polarisation de la lumière réfléchie (²).

Pour préciser davantage la position et l'extension des *plages anisotropes*, nous avons examiné nos échantillons, point par point, suivant leur contour, en déplaçant chaque fois le spot de quelques centièmes de millimètre; nous avons constaté alors que, lorsque le pinceau d'électrons traverse la matière : 1° il n'existe aucune zone orientée dans les cokes de Sainte-Fontaine (cliché n° 2); 2° une telle zone s'étend parfois au-delà de 0,1 mm² dans le cas des cokes de Dourges et de Drocourt (clichés nos 5, 6, 7) et 3° elle atteint jusqu'à plusieurs millimètres carrés dans le cas des cokes de Karl Alexander; il s'agit alors d'une structure en bandes, pailletée, se rapprochant de celle des graphites naturels.

Il existe ainsi une orientation préférentielle étendue des microcristaux de graphite dans la plupart des cokes. Mis en lumière par la diffraction des électrons, ces petits cristaux peuvent s'organiser en de larges empilements de feuillets dont la manifestation en microscopie se traduit, en plus, par une anisotropie optique localisée.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(¹) C. Alexanian, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 147.

(²) B. Alpern, *Brennstoff Chemie*, 37, 1956, nos 13-14.

(*Centre d'Études et Recherches des Charbonnages de France, Verneuil-en-Halatte, Oise.*)

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Précisions sur la structure de la muscovite.* Note de MM. Lucien Gatineau et Jacques Mering, présentée par M. Charles Mauguin.

L'analyse d'une nouvelle série de mesures des réflexions (00l) de la muscovite conduit à placer les atomes Si et Al de coordinence tétraédrique à deux niveaux différents. Les nouveaux paramètres traduisent les différences d'encombrement de ces deux atomes.

La structure de la muscovite, déterminée par Jackson et West (¹), peut être acceptée comme un modèle idéalisé (²), (³). Le présent travail est un

essai d'affinement de ce modèle. Il est, pour l'instant, limité à l'étude de la projection du motif sur la perpendiculaire au plan du feuillet.

A partir de 27 réflexions (00*l*) obtenues en utilisant la radiation Kα du molybdène monochromatisée, nous avons construit la projection de la densité électronique (*fig.* 1). L'échelle absolue a été déterminée par comparaison avec la réflexion (006) d'un cristal de NaCl et les effets d'extinction ont été corrigés expérimentalement en utilisant la méthode d'extrapolation vers les courtes longueurs d'onde, exposée récemment ([4]).

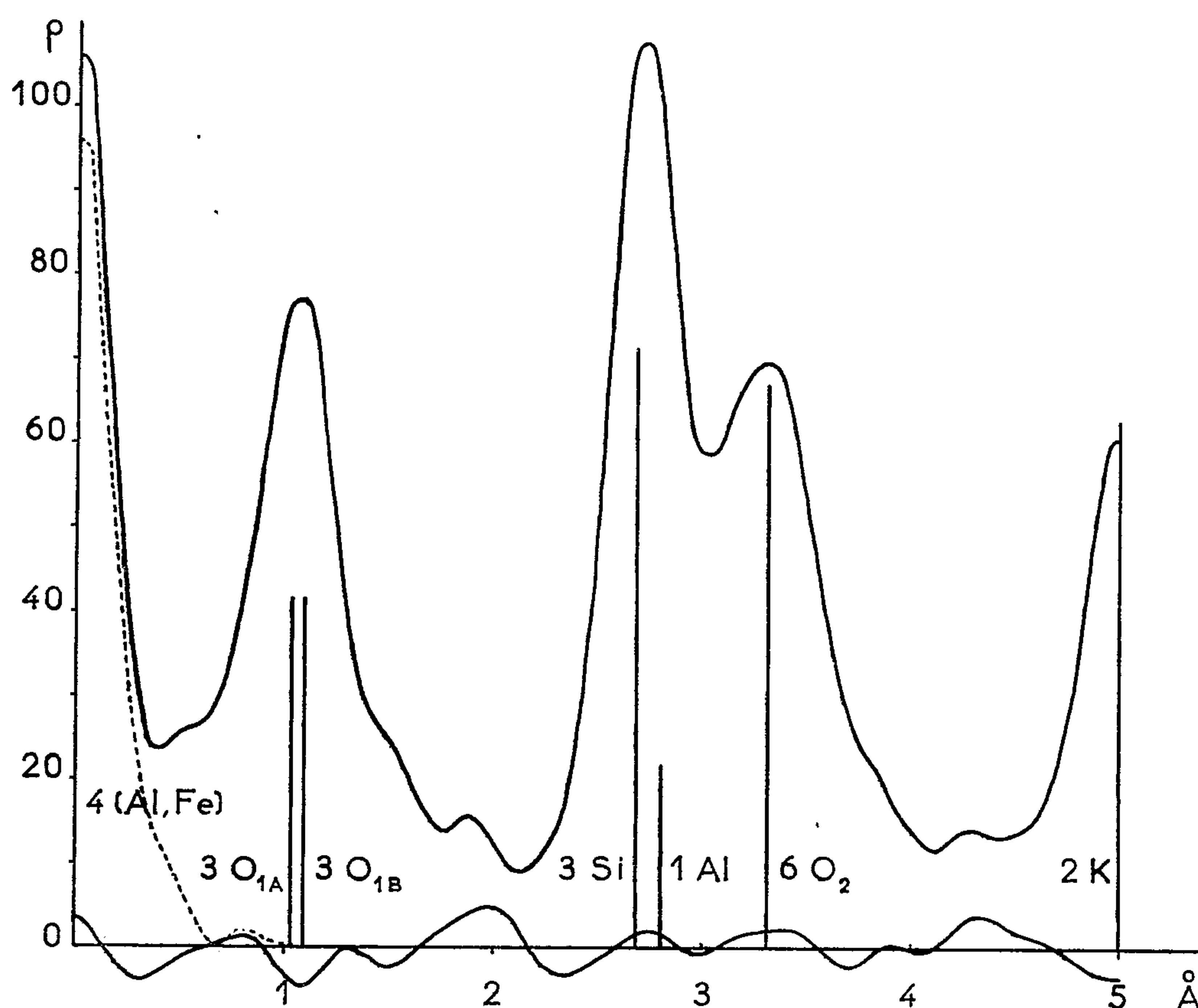


Fig. 1.

L'analyse de cette courbe de densité électronique, à l'aide de la méthode des séries-différences, va nous permettre de localiser plus exactement les projections de certains groupes d'atomes. Cette méthode est tributaire du facteur d'agitation thermique qu'on est amené à choisir; nous avons vérifié, en effet, qu'il est possible d'admettre le schéma de Jackson et West à condition d'affecter chaque plan d'atomes d'un facteur d'agitation thermique différent. Il semble plus correct, surtout dans un cristal en feuillets, d'accepter un facteur d'agitation unique pour l'ensemble des atomes. Nous

avons déterminé celui-ci (B = 0,6) en ajustant le profil du pic synthétique, construit pour l'ensemble des métaux de la couche octaédrique [5] (*fig.* 1, courbe en pointillé), à celui du pic expérimental correspondant.

Nous constatons alors que la projection de tous les atomes d'oxygène de la couche centrale ne peut se faire en un même point. Nous sommes obligés de séparer ces atomes de telle manière que trois d'entre eux (O_{1A}) se projettent à 1,03 Å de l'origine et que les trois autres (O_{1B}) se projettent à 1,09 Å.

De même, la projection des atomes d'aluminium et de silicium du centre des tétraèdres ne peut se faire au même point. Le pic formé par ces atomes se scinde également en deux : 3 at. de silicium à 2,68 Å et 1 at. d'aluminium à 2,80 Å.

La décomposition du pic formé par les oxygènes de surface (O_2) est beaucoup plus complexe. Le nombre et l'emplacement des pics élémentaires peuvent, sur les seules données de la série (00*l*) mesurée, être multipliés arbitrairement. Nous avons préféré conserver à ces atomes une projection unique et leur affecter un « coefficient d'atténuation » (B = 2,0) qui traduit l'effet combiné de l'agitation thermique et d'un désordre « statique » autour d'une position moyenne qui peut être fixée à 3,31 Å.

La forme du pic correspondant au potassium, au « milieu » de deux feuillets consécutifs, ne peut être retrouvée qu'en affectant au pic synthétique un coefficient (B = 1,2) qui traduit également un certain désordre, désordre qui s'explique par la déformation de la couche des atomes d'oxygène de surface. En effet, les ions K doivent être au contact d'atomes de cette couche et la distorsion de celle-ci doit affecter la position de ces ions.

Les atomes O_{1B} peuvent être attribués aux oxygènes formant le sommet des tétraèdres occupés par le silicium, les atomes O_{1A}, pour partie aux oxygènes formant le sommet des tétraèdres occupés par l'aluminium, pour partie aux groupes OH. Cette hypothèse structurale donne aux liaisons Si-O et Al-O, respectivement, les longueurs 1,59 et 1,77 Å en accord avec les données récentes publiées par Smith [6]. La structure proposée a donc l'avantage d'être compatible avec les différences d'encombrement des atomes de silicium et d'aluminium.

La courbe inférieure de la figure 1 est le résidu obtenu par la sommation de Fourier effectuée sur les termes ($F_{obs} - F_{calc}$). Elle traduit l'accord satisfaisant existant entre les facteurs de structure observés et ceux calculés sur la base des nouveaux paramètres.

Si nous construisons le même résidu en utilisant les facteurs de structure observés et calculés par Jackson et West nous constatons un déficit important à l'endroit des atomes Si et Al de la couche tétraédrique (*fig.* 2, courbe en pointillé). Ce déficit est en grande partie résorbé si, dans cette sommation, nous remplaçons leurs facteurs de structure calculés par ceux déduits

par nous sur la base des nouveaux paramètres (*fig.* 2, courbe en trait plein). L'amplitude des ondulations de cette courbe traduit des écarts importants entre certains facteurs de structure calculés et les facteurs observés correspondants, mais la plus grande régularité de ces ondulations est un indice d'une meilleure localisation des projections des différents groupes d'atomes.

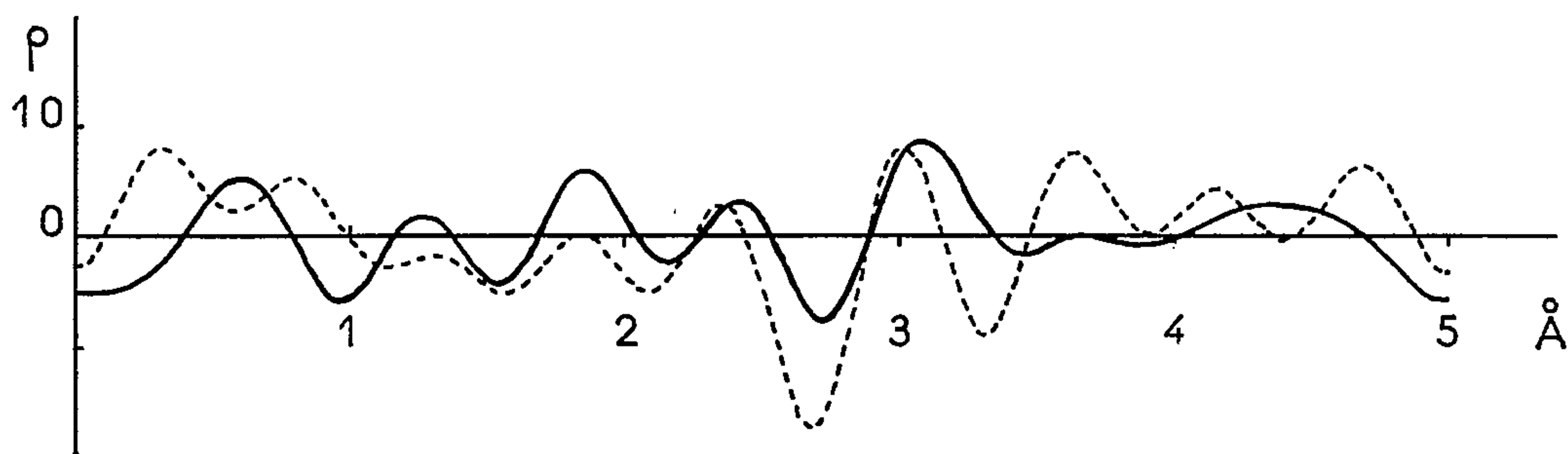


Fig. 2.

La comparaison de ces deux courbes fournit donc un argument supplémentaire en faveur de la non-identité cristallographique des positions des atomes Si et Al de coordinence tétraédrique.

(1) *Z. Krist.*, 76, 1930, p. 211 et 85, 1933, p. 160.

(2) S. B. HENDRICKS et M. E. JEFFERSON, *Amer. Mineral.*, 24, 1939, p. 729.

(3) J. W. SMITH et H. S. YODER, *Min. Mag.*, 31, 1956, p. 209.

(4) L. GATINEAU et J. MERING, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2018.

(5) L'analyse chimique a révélé 2 % de fer qui conduisent à placer 3,70 at. d'aluminium et 0,30 at. de fer dans cette couche.

(6) *Acta Cryst.*, 7, 1954, p. 479.

(Laboratoire Central des Services Chimiques de l'État.)

GÉOLOGIE. — *Présence dans le Morvan d'un nouveau granite hercynien antérieur au granite de Luzy.* Note de MM. **HENRI G. CARRAT** et **FRANCIS WEBER**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Jusqu'à présent, à la suite des travaux d'Auguste et Albert Michel-Lévy, le granite de Luzy était considéré comme le seul granite hercynien du Morvan. Les auteurs pensent qu'il existe dans cette région un granite hercynien plus ancien : le granite de Gien-sur-Cure.

Dans l'ancienne édition de la carte géologique de Château-Chinon au 1/80 000 (1883), Auguste Michel-Lévy (1) avait individualisé, sous le nom de « granulite à mica noir », « une formation qui constitue une grande écharpe Nord-Est de Moulins-Engilbert à Blanot, dans laquelle apparaissent des lambeaux disloqués de schistes de transition et sur laquelle reposent les tufs du Culm ».

Cependant dans sa thèse (1908), ainsi que dans la nouvelle édition de la carte géologique (1937), Albert Michel-Lévy n'a pas cru bon de conserver la distinction entre cette « granulite à mica noir » et le granite de Luzy-Château-Chinon et il expliquait cette différenciation locale en en déduisant qu'il s'agissait d'un « granite de digestion incomplète » ([2]).

Albert Michel-Lévy concluait donc à l'existence d'un seul granite dans le Morvan. Nous verrons plus loin à la suite de quelles observations il avait donné à ce granite un âge antéviséen. Par la suite, plusieurs auteurs, dont J. Jung ([3]), E. Raguin ([4]), Ch. Barrois ([5]) et Albert Michel-Lévy lui-même ([6]), mirent cette détermination en doute et dès 1935 J. Jung pressentit l'existence de deux granites hercyniens dans le Morvan. Mais aucune étude ne fut faite à ce sujet.

Au cours de nos travaux de prospection pour le compte du Commissariat à l'Énergie Atomique, et surtout à la suite d'une étude détaillée faite dans la région de Château-Chinon au cours des années 1955 à 1957, nous avons mis en évidence un granite hercynien antérieur à celui de Luzy-Château-Chinon.

Mise en évidence de ce granite. — Sur la rive gauche du lac de Pannesière (Nièvre), le long de l'ancienne route de Saint-Git à Chaumard, visible uniquement lorsque le lac est à sec, on observe les faits suivants (coordonnées Lambert 719,3-237.8) :

Dans une carrière abandonnée on a exploité jadis un granite à grain fin. On peut constater que ce granite se trouve en enclave dans un microgranite à gros porphyroblastes de microcline. Au contact du granite à grain fin le microgranite prend un faciès rhyolitique. Dans la carrière, un filon de ce microgranite recoupe le granite à grain fin. Par ailleurs, le microgranite passe progressivement (sur une distance d'une centaine de mètres en s'éloignant de l'enclave) à un granite porphyroïde semblable à celui de Luzy-Château-Chinon. Le passage de l'un à l'autre se fait par l'intermédiaire d'une micropegmatite.

Un granite à grain fin analogue à celui de la carrière de Pannesière a été rencontré très fréquemment dans l'anticlinal dinantien de Moulins-Engilbert à Blanot, dans la zone anciennement cartographiée en granulite à mica noir (γ_2) par Auguste Michel-Lévy, et notamment à Gien-sur-Cure, localité où nous nous proposons de le définir.

Entre Blanot et Corancy, soit sur une vingtaine de kilomètres, le granite de Gien-sur-Cure est séparé du granite de Château-Chinon par une bande de microgranites de 2 à 4 km de longueur. Ces microgranites riches en micropegmatite et de faciès analogue à ceux de la carrière de Pannesière passent progressivement au granite de Château-Chinon. Leur contact avec le granite de Gien-sur-Cure est, par contre, très brutal.

Au Sud de Corancy, la bande de microgranites disparaît. Le granite

prend alors sur sa bordure un faciès aplitique. Nous avons eu l'occasion d'étudier en détail son contact avec le granite de Gien-sur-Cure sur une dizaine de kilomètres, entre Corancy et Sermages : nous avons constaté que le granite de Gien-sur-Cure, à proximité de la roche aplitique, présentait un faciès mylonitique : en particulier à l'Homme, au Nord de Saint-Léger-de-Fougeret, où il apparaît comme un orthogneiss.

Nous voyons donc qu'il y a bien dans cette région un granite antérieur à celui de Luzy-Château-Chinon. Ce granite correspond en gros à ce qu'Auguste Michel-Lévy avait cartographié en « granulite à mica noir », sous réserve d'en exclure les faciès qu'il convient de rattacher au granite de Luzy, à savoir, le granite à deux micas du Haut-Folin et le microgranite de la région de Roussillon.

Étude pétrographique. — C'est un granite à grain relativement fin de couleur rose dans la région de Gien-sur-Cure-Cussy en Morvan et Lucenay-l'Évêque, et de couleur grise dans la région d'Arleuf et Château-Chinon. Généralement non porphyroïde, il est habituellement riche en biotite; la muscovite n'y a jamais été reconnue. On y observe fréquemment des enclaves de roches sédimentaires mal digérées, et à l'affleurement il est souvent très diaclasé, parcouru de traînées mylonitiques et de filonnets de calcite. Il passe fréquemment, surtout dans la partie Sud, à des faciès microgrenus.

Au microscope on y observe des feldspaths à tendance automorphe, microcline et plagioclases. Le microcline contient souvent des microperthites. La composition des plagioclases varie, suivant les affleurements, de l'oligoclase à l'andésine acide. On observe parfois quelques associations micropegmatitiques. Le quartz forme un remplissage xénomorphe autour des cristaux de feldspaths.

La biotite est abondante, elle est souvent chloritisée et renferme des inclusions de zircon et d'apatite avec auréoles pléochroïques.

Il y a parfois un peu de hornblende verte.

Comme minéraux accessoires, notons la présence constante de zircon et d'apatite, assez abondante, et localement de sphène. On observe assez fréquemment des veinules de calcite ou d'épidote.

Du point de vue chimique plusieurs analyses du granite de Gien-sur-Cure nous ont montré qu'il était moins riche en silice que le granite de Luzy-Château-Chinon, et plus riche en calcium, fer et magnésium. Les teneurs en soude et potasse sont semblables.

Mode de gisement. — Alors que le granite de Luzy est à bords nettement circonscrits, le granite de Gien-sur-Cure s'insinue profondément au sein de roches dinantiennes auxquelles il semble intimement lié : la cartographie du granite et des terrains dinantiens est en effet très difficile à établir; Albert Michel-Lévy avait déjà remarqué : « Le contour en dents

de scie engrenées qui limite... les tufs et la granulite à mica noir (γ_2) à l'Ouest de Ménessaire montre nettement combien grande était la difficulté de distinguer ces deux formations qui passent en toutes proportions de l'une à l'autre ([7]). »

Age des granites de Gien-sur-Cure et de Luzy. — Sur la route de Moulins-Engilbert à Onlay, Albert Michel-Lévy avait constaté que les tufs anthracifères (Viséen supérieur) étaient discordants sur le granite et sur le Tournaisien (Viséen inférieur) métamorphisé par celui-ci. Il en avait conclu à l'âge post-tournaisien et antéviséen du granite de Luzy. Or, le granite sur lequel cette observation a été faite est celui de Gien-sur-Cure, tel que nous venons de le définir. Nous avons montré qu'il est antérieur à celui de Luzy; il n'y a donc plus aucune objection à considérer ce dernier comme post-viséen et contemporain de celui du Mayet-de-Montagne (Allier). Compte tenu du fait que le « Tournaisien » d'Albert Michel-Lévy est maintenant du Viséen inférieur ([8]), nous en concluons que le granite de Gien-sur-Cure s'est mis en place entre le Viséen inférieur et le Viséen supérieur, et qu'il pourrait être l'équivalent du granite de Châteauneuf (Cher).

([1]) Notice de la première édition de la carte géologique de Château-Chinon au 1/80 000e, 1883.

([2]) AL. MICHEL-LÉVY, *Les terrains primaires du Morvan et de la Loire* (*Thèses Sciences*, Paris, 1908, p. 125).

([3]) J. JUNG, *Aperçu sur la géologie du Dévonien au Dinantien et des granites dans le Nord-Est du Massif Central*, R. S. N. A., 1, 1935, p. 171.

([4]) E. RAGUIN, *Géologie du granite*, 1946, p. 133.

([5]) CH. BARROIS, *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 1 333.

([6]) AL. MICHEL-LÉVY, *Quelques observations sur les formations primaires du Morvan* (*Livre Jubilaire Soc. géol. Fr.*, 1930, p. 516).

([7]) *Loc. cit.*, 1908, p. 134.

([8]) J. GUFFROY, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 632.

(Commissariat à l'Énergie atomique; division de Grury, Saône-et-Loire.)

GÉOLOGIE. — *Sur l'existence du Toarcien et de l'Aalénien dans le lambeau de terrains secondaires du Paillet, annexe du Mont-d'Or lyonnais (Rhône).* Note de M. **LOUIS DAVID**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Découverte d'assises toarciennes et aaléniennes au sommet de la série sédimentaire du Paillet.

Les terrains secondaires de la région de Dardilly-le-Haut (Rhône) sont considérés par les géologues comme une annexe du Mont-d'Or lyonnais et désignés sous les noms de Paillet, de Bouquis ou de Barriot.

Connu depuis plus d'un siècle, le lambeau du Paillet a fait l'objet de

travaux récents de la part de M. Thoral ([1]), de M. Pelletier ([2]) et de R. Mouterde ([3]). Jusqu'à présent on admettait que le Domérien terminait la série sédimentaire visible, l'érosion ayant déblayé tous les terrains sus-jacents. Depuis 1955, l'exécution de divers travaux et des recherches minutieuses m'ont permis de repérer les étages supérieurs au Lias moyen.

Les argiles domériennes sont exploitées par la Société des Tuileries de Limonest en une vaste carrière qui s'ouvre au lieu-dit le Bouquis à 300 m au Sud-Ouest de la route nationale n° 6 ([4]). Le Domérien se termine là par une alternance de marnes lie de vin puis jaunes et de marno-calcaires rouges où l'on recueille *Harpax loevigatus* d'Orb., *Pseudopecten æquivalvis* Sow. et *Tisoa siphonalis* M. de Serre. Plus haut, les travaux de découverte de la carrière ont mis à jour un niveau de marne ferrugineuse oolithique. C'est une roche rouge à oolithes de limonite dont le lithofaciès est exactement celui du Toarcien du Mont-d'Or. Dans ces assises j'ai récolté : *Lytoceras jurense* Zieten, *Cœloceras crassum* Phillips, *Hildoceras bifrons*, *Grammoceras* gr. *toarcense*, *Grammoceras* gr. *fallaciosum*, *Hammatoceras* cf. *speciosum*, *Leioceras* sp., *Leioceras bicarinatum* Zieten, *Lillia comensis*.

Là comme au Mont-d'Or aucun fossile n'indique l'existence des zones à *D. tenuicostatum* et à *H. falciferum* : il doit y avoir lacune du Toarcien inférieur. Les zones à *H. bifrons* (Toarcien) et à *L. jurense* (Toarcien supérieur) sont représentées par leurs fossiles caractéristiques. A la partie supérieure de ces mêmes assises l'Aalénien inférieur est mis en évidence par la présence de *Leioceras* cf. *grüneri*, *L.* cf. *opalinum* Rein. et *Pleydellia* sp. Ainsi les zones à *P. aalensis*, à *L. opalinum* et vraisemblablement à *D. levesquei* existent bien et sous le même faciès que le Toarcien dont elles sont inséparables. C'est ce qui se passe dans les régions voisines, Mont-d'Or et Bas-Beaujolais.

L'épaisseur de ces niveaux est très faible, ne dépassant guère 1 à 2 m; ceci confirme les variations considérables de puissance du Toarcien-Aalénien inférieur : 7 m à Saint-Romain au Mont-d'Or, 1,5 m au col du Mont-Verdun et 3 m à Saint-Jean-des-Vignes.

Vers le haut, les marnes à oolithes ferrugineuses passent à un calcaire marneux puis à un calcaire franc, jaune d'or, à débris et entroques, qui a le faciès typique du « calcaire de Couzon » d'âge aalénien supérieur. Ses affleurements sont ici réduits. Au-dessus du Toarcien, à la partie haute de la carrière, n'existent que des blocs de calcaire mêlés à la terre végétale. Ce calcaire à entroques a été jadis exploité pour la construction des maisons du petit hameau situé au Nord de la route C. D. 73 et l'on peut le retrouver dans une minuscule carrière entièrement envahie par la végétation, au Sud-Ouest du hameau ([5]). Enfin en 1957, un peu plus au Sud ([6]), les fondations d'une maison neuve ont atteint les dalles de calcaire à entroques et Bryozoaires en place.

Vers le Sud-Est, la faille médiane principale du Paillet interrompt l'Aalénien tandis que, vers le Sud-Ouest, il disparaît sous la brèche continentale dite du Barriot. D'âge indéterminé (Tertiaire), cette brèche est d'ailleurs en majorité constituée par des blocs de calcaire aalénien.

En conclusion, le lambeau du Paillet montre une série sédimentaire identique à celle connue aux environs et se terminant dans l'Aalénien supérieur partiellement respecté par l'érosion.

(1) *C. R. som. Soc. Géol. Fr.*, (5), 15, 1945, p. 105-107.
(2) *Bull. Serv. Carte Géol. Fr.*, n° 231, 48, 1950, p. 143-145.
(3) *Bull. Serv. Carte Géol. Fr.*, n° 236, 50, 1953, p. 306-337
(4) Coordonnées Lambert 787,700 × 94,600 km.
(5) » » 787,750 × 94,380 km.
(6) » » 787,750 × 94,320 km.

MICROPALÉONTOLOGIE. — *Données paléontologiques sur l'ontogenèse de la coque des Radiolaires Sphærellaires. Conséquences taxinomiques.* Note de M. **Georges Deflandre** et Mme **Marthe Deflandre-Rigaud**, presentée par M. Maurice Caullery.

Cubosphæra significans n. sp. est représentée dans des nodules phosphatés viséens par des spécimens susceptibles d'être classés dans cinq genres différents : ce sont, en fait, des stades du développement centrifuge du squelette. *Cenosphærites* et *Ceratosphærites* manip. nov. sont des parataxons proposés pour les moules internes et les coupes de Sphærellaires fossiles, indéterminables génériquement.

On a déjà mis en relief (1) un important apport de la paléontologie à nos connaissances sur le développement ontogénique de la coque des Radiolaires. Le perfectionnement de la systématique des Radiolaires fossiles et, par voie de conséquence, *la future utilisation de ce groupe en stratigraphie*, dépendent étroitement des progrès qui seront réalisés dans cette voie. Logiquement, on devrait attendre des biologistes étudiant les formes vivantes, la documentation objective permettant de suivre tous les stades de la genèse des coques ou des squelettes. Toutefois, des cultures de Radiolaires n'ayant pas encore été réalisées, ce n'est que par juxtaposition et sériation d'individus d'âges variés, recueillis dans des pêches planctoniques, qu'on peut présentement établir subjectivement l'ontogenèse de la coque d'une espèce choisie. Dans la pratique, ceci peut tout aussi bien être réalisé à partir de populations fossiles où il est possible [(1), p. 391] d'étudier comparativement de nombreux individus d'une même espèce.

Les Radiolaires, magnifiquement conservés dans certains nodules phosphatés des lydiennes du Viséen de la Montagne Noire, nous permettront

d'apporter de nouvelles contributions à ces problèmes. Nous ne retiendrons, ici, qu'un ensemble de types appartenant à la famille des *Cubosphæridæ*, caractérisée par la possession de six cornes, fixées sur un ensemble squelettique composé de une à cinq (ou plus) coques siliceuses perforées concentriques. *Ce nombre de coques est un caractère générique primordial* dans la classification de Hæckel : *Hexastylus* (une coque), *Hexalonche* (deux coques), *Hexacontium* (trois), *Hexacromyum* (quatre), *Cubosphæra* (cinq et plus).

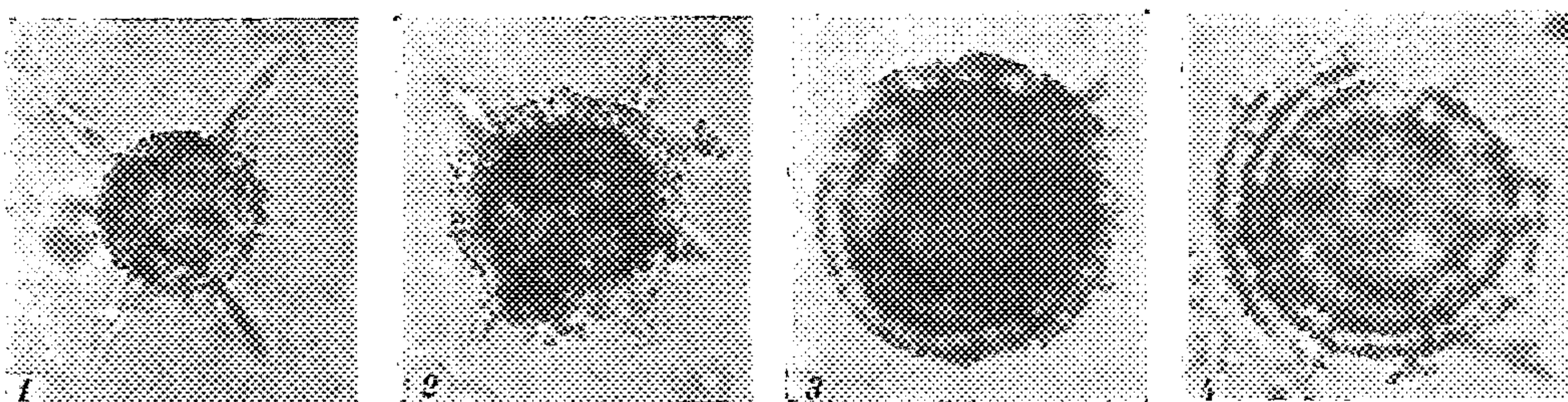


Fig. 1 à 4. — Radiolaires Sphærellaires d'un nodule phosphaté viséen de Cabrières, Hérault. 1, *Cubosphæra (status Hexastylus) significans* G. et M. Defl.; 2, *C. (status Hexalonche) significans*; 3, *C. (status Hexacontium) significans*; 4, *C. (status Hexacromyum) significans*. G. : 285 env.

On sait [(1), p. 394] qu'il peut exister, concurremment chez les Sphærellaires, un développement *centrifuge* et un développement *centripète* du squelette, et certaines conséquences taxinomiques de ces faits ont été déjà évoquées.

Nous observons, dans le Viséen de Cabrières (Hérault), une série de squelettes (*fig.* 1 à 4) *que nous considérons comme appartenant à une seule espèce* (*significans* n. sp.), mais dont les individus, possédant de une à cinq coques, devraient donc *être répartis dans les cinq genres énumérés ci-dessus*. Cette série représente, pour nous, un assemblage de squelettes *à développement centrifuge*, d'âges divers, qui ont les caractères suivants : coque centrale d'un diamètre moyen d'environ 50 μ (39-57 μ) à orifices de 4 à 6 μ; coques suivantes de diamètres : 74 (58-86) μ, — 90 (76-97) μ, — 105 μ, — 118 μ; ce qui correspond, la coque centrale étant prise pour unité, aux rapports diamétraux 1 — 1,48 — 1,80 — 2,10 — 2,36. Ces caractères constituent en fait la diagnose de l'espèce, *que nous proposons de classer dans le genre le plus complexe* (exprimant la potentialité maximale), *Cubosphæra* Hæckel. S'il apparaît logique ou nécessaire d'introduire une précision, nous dirons alors, par exemple, *Cubosphæra* (*status Hexastylus*) *significans* G. et M. Defl. (*cf.* légendes des figures), notation à utiliser pour des individus isolés dans un matériel pauvre. On agira de même dans des cas parallèles pour la famille des *Astrosphæridæ* (genres *Acanthosphæra-Haliomma-Actinomma*, etc.), notre principe étant toujours de prendre le

nom du genre correspondant au nombre maximum de coques observé dans une espèce donnée. Ces observations incitent à penser que bien des attributions génériques de Sphærellaires fossiles sont sujettes à révision, même parmi les exemplaires apparemment bien conservés.

Pour les Sphærellaires fossilisés à l'état de moules internes, avec ou sans traces de la coquille, avec ou sans cornes, l'ignorance du nombre de coques concentriques interdit une attribution générique. Nous proposons, dans le cadre de la Parataxinomie (²), en accord avec la position prise par nous (³) de classer : 1° dans le manipule *Cenosphærites* manip. nov., tous les moules (éventuellement les coupes) sphériques ou sphéroïdaux, sans cornes : exemple, *Cenosphærites hispida* (Hinde) (syn. *Cenosphæra hispida* Hinde 1908); 2° dans le manipule *Ceratosphærites* manip. nov. les moules (et les coupes) portant 1 à *n* cornes : exemple, *Ceratosphærites gigas* (Vinassa de Regny) (syn. *Staurosphæra gigas* V. de R. 1900).

(¹) G. DEFLANDRE, *Radiolaires fossiles* in P.-P. GRASSÉ, *Traité de Zool.*, 1, (2), 1953, p. 389-436.

(²) R. C. MOORE et P. C. SYLVESTER-BRADLEY, *Bull. Zool. Nomencl.*, 15 (1/4), 1957, p. 5-13.

(³) G. DEFLANDRE et M. DEFLANDRE-RIGAUD, A propos de l'introduction des Parataxons dans la Nomenclature zoologique. *Bull. Zool. Nomencl.*, 1958 (sous presse).

(*Laboratoire de Micropaléontologie de l'École Pratique des Hautes Études, Paris.*)

GLACIOLOGIE. — *Sur l'application d'une méthode électroacoustique originale à des mesures physiques et mécaniques de glaciologie.* Note de MM. MAURICE LAFARGUE et ROLLAND MILLECAMPS, présentée par M. Paul Fallot.

Les auteurs décrivent leurs expériences de l'été 1957 sur la Mer de Glace, expériences réalisées avec un appareillage électronique conçu à la lumière des enseignements déjà obtenus en mai (¹). Ils donnent également les premiers résultats expérimentaux.

Le but recherché était essentiellement l'étude des déformations de la glace dans la masse même du glacier. A cet effet, quatre trous de 150 m de profondeur et 8 cm de diamètre y ont été forés délimitant un prisme initialement vertical et à base carrée de 10 m de côté. 56 céramiques piézoélectriques y ont été installées à 10 m l'une de l'autre à partir de la surface. Elles ont été ancrées sur les parois des trous au moyen d'un montage approprié. Des câbles coaxiaux repérés peuvent connecter électriquement chaque céramique à l'appareillage électronique de surface. La mesure des temps de propagation d'un signal ultra-acoustique allant d'une céramique

à l'autre permet de connaître les distances qui les séparent et les variations de ces distances, ceci sans perturbation du milieu. La vitesse des signaux qui est connue au départ avec une certaine approximation et que nous pensions légèrement variable avec la profondeur peut être dans le calcul, soit éliminée par des mesures relatives, soit redéterminée expérimentalement et mathématiquement en utilisant la propriété géométrique suivante des points de l'espace : si les distances a, b, c, d'un point O à trois points connus et non alignés de l'espace A, B, C, sont connues, la position du point O est connue à une symétrie près (incertitude qu'on élimine facilement dans notre cas). Si la distance du point O à un quatrième point connu D non situé dans le plan ABC est mesurée et ensuite calculée, les deux résultats doivent concorder; sinon, la valeur-paramètre qui a servi à calculer les distances est à reconsidérer. Dans notre cas ce paramètre est la vitesse de propagation des signaux, dont la valeur sera redéfinie pour chaque étage de 10 m.

De plus, l'expérience peut encore être réalisée lorsque aucune distance n'est connue avec précision pourvu que l'ensemble soit connu approximativement.

Prenons pour référence un trièdre $Oxyz$ ayant son origine placée sur une céramique. Soient :

1, 2, 3, ... les numéros des céramiques voisines;

$(x_1\, y_1\, z_1)$, $(x_2\, y_2\, z_2)$, ... les coordonnées de ces céramiques;

d_1, d_2, d_3, ... les distances à l'origine des céramiques et t_1, t_2, t_3, ... les temps mesurés correspondants;

d_{12} et t_{12} les

distance et temps entre 1 et 2, ...;

c la vitesse de propagation au niveau de O.

On a

$$x_1^2+y_1^2+z_1^2-(ct_1)^2=0,$$
$$x_2^2+y_2^2+z_2^2-(ct_2)^2=0,$$
$$(x_2-x_1)^2+(y_2-y_1)^2+(z_2-z_1)^2-(ct_{12})^2=0.$$

soient 3 équations, 7 inconnues, 2 distances de O,

D'une façon générale on peut montrer que si l'on mesure n distances à partir de O, on obtient $3n+1$ inconnues et $1+2+\ldots+n$ équations, soit un rapport (nombre d'équations)/(nombre d'inconnues) qui croît avec n jusqu'à dépasser l'unité. Par exemple, pour $n=6$, on a 21 équations et 19 inconnues. Lorsqu'on obtient plusieurs solutions pour une inconnue, la connaissance approximative que nous en avons toujours permet de lever l'incertitude.

Expérimentalement, on mesure des temps de transit relativement courts si l'onde s'est propagée dans la glace, beaucoup plus longs (sensi-

blement 2,5 fois) pour les ondes qui se sont propagées dans l'eau qui remplit un trou au début de l'expérience. Dans un cas particulier, nous avons trouvé à 60 m de profondeur des temps respectifs de 3 293 et 7 741 ± 3 μs.

Ces complications sont un inconvénient de la méthode mais il n'est pas possible à notre connaissance d'utiliser des signaux autres qu'acoustiques. Les ondes hertziennes en particulier ne donneraient que des résultats fantaisistes, la glace étant une sorte de semi-conducteur avec plus ou moins d'impuretés. Incidemment, en effet, nous avons pu constater des variations aléatoires et sans rapport direct avec les distances allant jusqu'à 20 μs dans le temps de propagation des ondes hertziennes d'une céramique à l'autre.

Principe de l'appareillage électronique. — Les signaux émis et reçus sont enregistrés au moyen d'une caméra à déroulement rapide et continu (4 à 10 m/s) filmant un ensemble de 11 spots très lumineux de 11 tubes cathodiques alimentés sous 6 000 V. L'utilisation de chronomètres électroniques classiques (qui aurait évité la lourdeur du dépouillement) s'était révélée en effet impossible après les essais de mai [1] pour diverses raisons dont les échos, les caractéristiques des céramiques, la forme des signaux sismiques éventuellement utilisés, le niveau et la forme des parasites acoustiques ou telluriques (il n'a plus été possible de blinder complètement les céramiques comme en mai). De plus, et beaucoup plus que de simples chiffres, les enregistrements sont riches d'informations toujours disponibles sur le comportement de la glace comme sur le fonctionnement même de l'appareillage, et ceci constitue un « auto-contrôle ».

Le cerveau de l'appareillage est constitué par une « échelle électronique » qui fournit les signaux temps et commandes nécessaires. Le temps est donné par un oscillateur à quartz thermostaté à 60° C dont la stabilité relative est au moins supérieure à 10^{-5}. Après multiplication convenable, les périodes fournies par le quartz sont tranformées en tops repères des divers intervalles de temps utilisés (10, 80, 640 et 10 240 μs). Chaque top 10 240 commande l'émission d'impulsions ultra-acoustiques par un émetteur approprié. Le temps de lancement de l'impulsion est connu à ± 2 μs près. Pour la préparation de chaque mesure par un examen visuel direct des tubes cathodiques, l'échelle fournit un balayage approprié commandé par les tops-temps ci-dessus. De plus, il est possible de sélectionner telle partie plus intéressante de l'image : on « efface » alors le reste de l'image et l'on dilate la bande considérée. On peut aller ainsi à une vitesse d'examen de 15 mm pour 10 μs (soit 1,5 cm d'écran pour 3 cm environ dans le glacier).

Les neuf récepteurs sont basés sur le même principe que celui de mai. Cependant des précautions spéciales ont été prises pour compenser la diversité de longueur des câbles et pour réduire l'importance du temps

de retard des céramiques. On peut montrer en effet que la constante de temps θ d'un circuit accordé électroacoustique du type piézoélectrique est donné par $\theta = 2Q/\omega$, où Q est le facteur de surtension et ω la pulsation du signal. ω étant imposé par les conditions de propagation, il n'était possible que de réduire le facteur Q réel ou apparent.

Il est possible de donner d'ores et déjà les conclusions suivantes :

1° Il apparaît des phénomènes annexes, savoir :

a. Des signaux parasites à des niveaux et avec des formes variables en fonction de l'heure et même de la profondeur dans le glacier. Ils sont plus importants entre 1 et 4 h du matin. Ils paraissent dus à une activité ionique et électronique d'origine intérieure ou extérieure au milieu;

b. Il se superpose localement et d'une manière aléatoire des signaux d'amplitude relativement grande et de forme caractéristique des bruits acoustiques;

2° Au point de vue de la mesure des distances entre céramiques et compte tenu de ces phénomènes :

a. La précision atteinte est de l'ordre de 1 à 2 cm, soit une précision relative de 1 à 2 ‰;

b. Les variations des distances avec le temps paraissent d'ores et déjà liées à la direction et dépendent de la profondeur;

c. La variation de la vitesse de propagation des signaux est de l'ordre de 20% pour une épaisseur de 50 m de glace, dans le sens croissant avec la profondeur. La masse spécifique ne pouvant qu'augmenter, les lois de l'acoustique même appliquées à un milieu dont on ne connaît pas exactement l'état physique réel montrent que les caractéristiques de compressibilité sont nettement modifiées. On peut admettre l'augmentation du coefficient d'élasticité indiqué par certains auteurs (²). Ceci est en accord avec les lectures des enregistrements que nous avons déjà effectuées et qui indiquent alors une plus grande homogénéité.

Les résultats quantitatifs feront l'objet de publications ultérieures.

(¹) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2824.
(²) R. Kœchlin, *Les glaciers et leur mécanisme*, Lausanne, 1944, p. 19.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur les glucofructosides de* Symphytum officinale *L. et leur métabolisme*. Note de M. **Robert Bourdu**, présentée par M. Raoul Combes.

On analyse et on dose les divers glucofructosides des racines de *Symphytum officinale* (sept fractions). On montre que la richesse en fructose de chaque oligoside est proportionnelle à son poids moléculaire et que chacun d'eux évolue d'une façon caractéristique au cours du cycle végétatif.

Les fructosides mis en réserve dans les racines de la Consoude constituent un ensemble de plusieurs corps différents. Certains sont des glucofructosanes ainsi qu'il ressort de l'étude des produits d'hydrolyse. L'analyse chromatographique de ce mélange nous montre que le nombre des corps n'est pas inférieur à 7. Il est probable qu'il est égal ou un peu supérieur à 14.

L'hétérogénéité des réserves fructosidiques est chose fréquente. Nous avons déjà montré les analogies des chromatogrammes des extraits de Topinambour avec ceux des extraits de *Symphytum officinale* [1]. Mais après isolement et analyse de chacun de ces oligofructosides, nous pouvons préciser ce que la chromatographie seule ne pouvait qu'évoquer. L'établissement des rapports glucose/fructose qui caractérisent ces corps renseignent, en effet, sur les poids moléculaires.

L'étude de l'évolution saisonnière de chaque glucofructosane montre des variations très souvent discordantes. Elle suggère la possibilité de métabolismes particuliers à chacun de ces corps et les variations saisonnières globales ne seraient que la résultante de tendances diverses.

L'épuisement des racines de la Consoude par l'alcool éthylique (60°) bouillant n'entraîne que la plus grande partie des glucofructosanes. Il reste une fraction entraînable par l'eau (fraction G). Les taches ou les zones obtenues par chromatographie des extraits alcooliques purifiés sont définies dans la figure I.

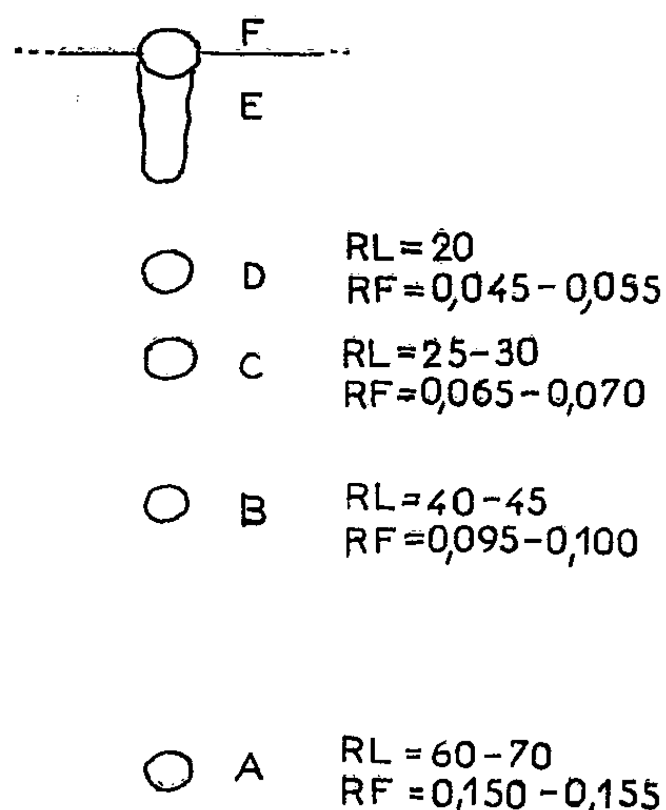


Fig. 1. — Solvant : butanol-acide acétique-eau : 4-1-5.
Les valeurs du R_l : (déplacement du corps/déplacement du fructose) et du R_f correspondent aux plus grandes fréquences enregistrées sur 80 chromatogrammes.
La fraction G chromatographiée se comporte comme la fraction F.

Après élution à l'eau, chaque fraction est hydrolysée. Les produits d'hydrolyse sont dosés globalement ou séparément après une nouvelle

chromatographie. Les microdosages sont menés suivant les techniques décrites par M. Plumel ([2]). Tous les dosages chromatographiques contrôlés à partir de liqueurs connues ont fait apparaître une différence, par excès, inférieure à 10 %.

a. Le rapport glucose/fructose dans chaque fraction (tableau I) :

TABLEAU I.

Dosage du glucose et du fructose dans chaque fraction.

Fraction.	Glucose (G) (mg).	Fructose (F) (mg).	$\frac{G \times 100}{G+F}$ calculé.	$\frac{G \times 100}{G+F}$ retrouvé.	Nombre d'unités de fructose pour une de glucose.	M calculé.
A........	0,58	0,64	50	52	1	342
B........	0,77	1,53	33,3	33,5	2	504
C........	0,64	1,69	25	27,5	3	666
D........	0,56	2,25	20	19,9	4	828
E........	0,13	0,73	–	15,5	5 à 7	990–1 152
F........	0,19	1,76	–	9,6	8 à 11	1 314–1 800
G. Valeur obtenue par polarimétrie..........			–	6,6	12 à 15	1 962–2 448

La fraction A est évidemment le saccharose. L'appauvrissement relatif en glucose, de molécule en molécule, du saccharose aux polymères supérieurs, est identique à ce qu'on connaît de la série glucofructosidique du Topinambour. On retrouve les di-, tri-, tétra-... holosides correspondant à glucose-fructose (A), glucose difructose (B), glucose-trifructose (C), etc., jusqu'aux fractions E, F et G qu'on doit considérer comme des mélanges de deux à quatre glucofructosanes voisins.

b. Évolution de chaque fraction pendant le cycle saisonnier (tableau II) :

TABLEAU II.

Valeur en grammes pour 100 g *de matière sèche.*

Date.	A.	B.	C.	D.	E.	F.	G.	Total.
9 octobre..............	3,3	1,3	1,4	1,6	8,7	17,8	3,2	37,3
30 décembre............	4,6	0,6	0,6	0,8	3,8	17,2	7,7	35,3
25 février (début crois.)..	6,5	1,3	1,6	0,8	8,1	18,9	7,9	45,1
24 mars (croissance).....	4,3	1,0	0,7	0,8	5,1	17,3	2,2	31,4
9 avril (début flor.).....	3,0	1,5	2,4	2,4	1,3	11,4	11,0	33,0
17 mai (floraison).......	8,5	3,2	2,5	0,0	0,5	5,1	0,7	20,5
10 juillet...............	3,8	0,8	0,9	0,8	3,9	13,2	4,6	28,0

Au cours du cycle végétatif, on ne décèle aucun parallélisme entre l'évolution des glucofructosanes et l'évolution de l'équipement total. On constate un continuel remaniement des composants dont la résultante seule apparaît dans une analyse globale.

Si, au moment de la croissance, toutes les fractions sont affectées de la même manière, au moment de la floraison (crise majeure du catabolisme fructosé) on observe une nette évolution inverse de deux ensembles : A, B, C, d'une part, et D, E, F, G, d'autre part. Seuls les taux des parties les plus riches en fructose décroissent. Cette hydrolyse massive fait apparaître une accumulation des fractions A, B, C, accumulation qu'on retrouve lors des périodes opposées d'élaboration des réserves. Les corps B, C et peut-être D semblent constituer une étape importante et difficile à dépasser du métabolisme fructosidique des Borraginacées.

(1) *Rev. Gén. Bot.*, 64, 1957, p. 153.
(2) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 31, 1949, p. 1163.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Rythme interne et apparition des zonations chez* Monilia fructicola. Note (*) de M. **Stephan Jerebzoff**, transmise par M. Henri Gaussen.

La formation des zonations chez *M. fructicola* fait apparaître un rythme interne de 24 h. Un minimun d'éclairement de 1 h est nécessaire pour que le rythme s'établisse dans le cas d'une seule photopériode. Les zonations dépendant du cycle interne peuvent être distinguées de celles dues plus directement à l'excitation lumineuse.

D'après M. P. Hall (1), des cultures de *Monilia fructicola* forment plusieurs zonations lorsque, développées à l'obscurité, elles reçoivent ensuite un fort éclairement de 6 h, puis sont replacées à l'obscurité complète. Ces faits ont été confirmés.

La constance de la croissance de l'organisme sur le milieu de base (2), calculée ici à partir des mesures quotidiennes du rayon des colonies, et son importance (9 à 10 mm par jour), nous ont permis d'établir avec certitude que cette croissance ne dépend pas des conditions d'éclairement, par lampes à incandescence, $i = 350 - 400$ lx (*fig.* 1). Nous avons aussi établi que sous des photopériodes journalières de 1 à 18 h, les cellules doivent avoir atteint un âge moyen de 6 ± 1 h pour que la croissance accélérée des conidiophores commence. De plus, la détermination de la vitesse de croissance en surface permet de convertir la mesure de distance qui sépare les débuts de deux zonations successives en temps nécessaire aux hyphes mycéliennes pour la parcourir. La comparaison directe des résultats d'expériences différentes devient ainsi possible.

A l'aide de ces deux données, la période fondamentale du rythme interne qui régit l'apparition de zonations a été précisée.

Le rythme des zonations formées à l'obscurité, après l'impulsion d'un seul éclairement, nous a intéressé en premier lieu. Sous cette condition,

toutes les zonations ne sont pas identiques. La première est beaucoup plus importante que les autres, que nous appellerons subsidiaires. Elle apparaît peu de temps après l'impulsion lumineuse, sur des filaments, nés à l'obscurité, et âgés aussi au moment de l'éclairement de 6 h environ. Par ailleurs, l'importance des zonations subsidiaires décroît avec leur nombre.

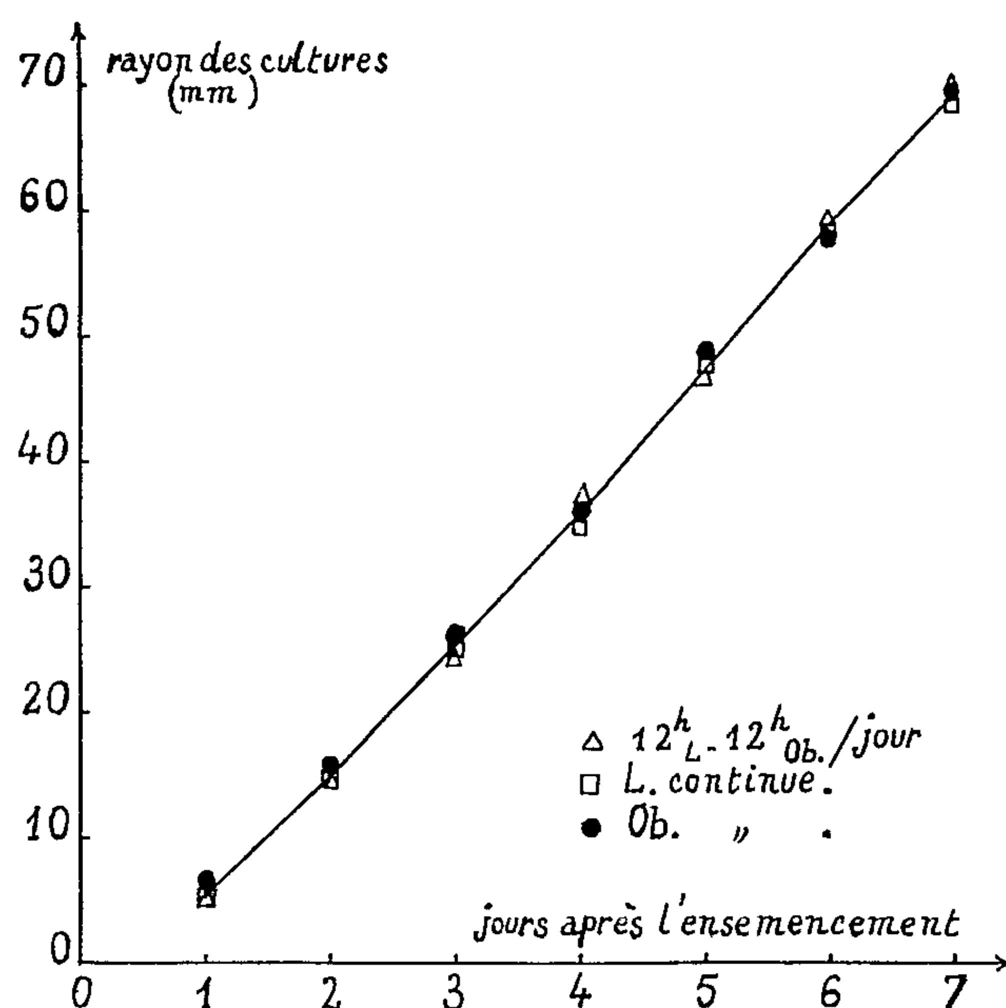


Fig. 1. — Croissance moyenne de *M. fructicola* sous différentes conditions. L, éclairement; Ob. obscurité.

A la suite d'un seul éclairement de 12 h, quatre zonations apparaissent : une grande et trois subsidiaires. Chacune d'elles est séparée de la précédente par une distance représentant respectivement 25 h 15, 25 h et 23 h 15 de croissance en surface. Ces valeurs nous donnent une moyenne de 24 h 30, très proche de 24 h (*fig.* 2 *a*). On est en droit d'admettre que cette valeur de 24 h traduit la durée de la période du rythme interne sous la condition précitée.

La nécessité de l'intervention d'une photopériode pour la manifestation du rythme endogène étant établie, nous avons, par la suite, cherché à préciser l'importance de la durée de la photopériode sur le nombre de zonations formées à l'obscurité. Il a été démontré qu'à la suite d'un éclairement de 5 mn, seule la grande zonation apparaît. Avec 1 h d'éclairement, une zonation subsidiaire se forme en plus de cette dernière, et avec 12 h, trois.

Dans l'hypothèse que la période fondamentale du rythme interne chez *M. fructicola* serait de 24 h, il nous a paru nécessaire de s'assurer de sa

stabilité sous l'action d'éclairements journaliers très différents : photopériodes de 2, 4, 8, 12, 16 et 18 h. Sous toutes ces conditions les débuts des zonations successives étaient séparés par des distances correspondant à 24 h de croissance en surface. Il va de soi qu'il ne se forme alors que de grandes zonations. La figure 2 *b* traduit la réaction d'un de ces cas pris comme exemple.

En outre, le comportement de cet organisme sous l'action de photocycles supérieurs à 24 h a aussi été étudié. Des photopériodes de 12 h dans des photocycles de 36 et 48 h ont été alors expérimentées. La figure 2 *c* et *d* fait ressortir les faits essentiels. Soit :

1° Dans les deux cas, de grandes zonations et des zonations subsidiaires se forment. Leur alternance est liée à la longue période obscure qui suit chaque photopériode. Il s'agit, en fait, lors de la formation des zonations subsidiaires, d'une répétition partielle de la réaction figurée en 2 *a*;

2° Sous l'effet de photocycles de 48 h, la valeur de 24 h du cycle interne se retrouve toujours; par contre, sous l'action de photocycles de 36 h, on constate qu'elle prend successivement des valeurs de 24 et de 12 h.

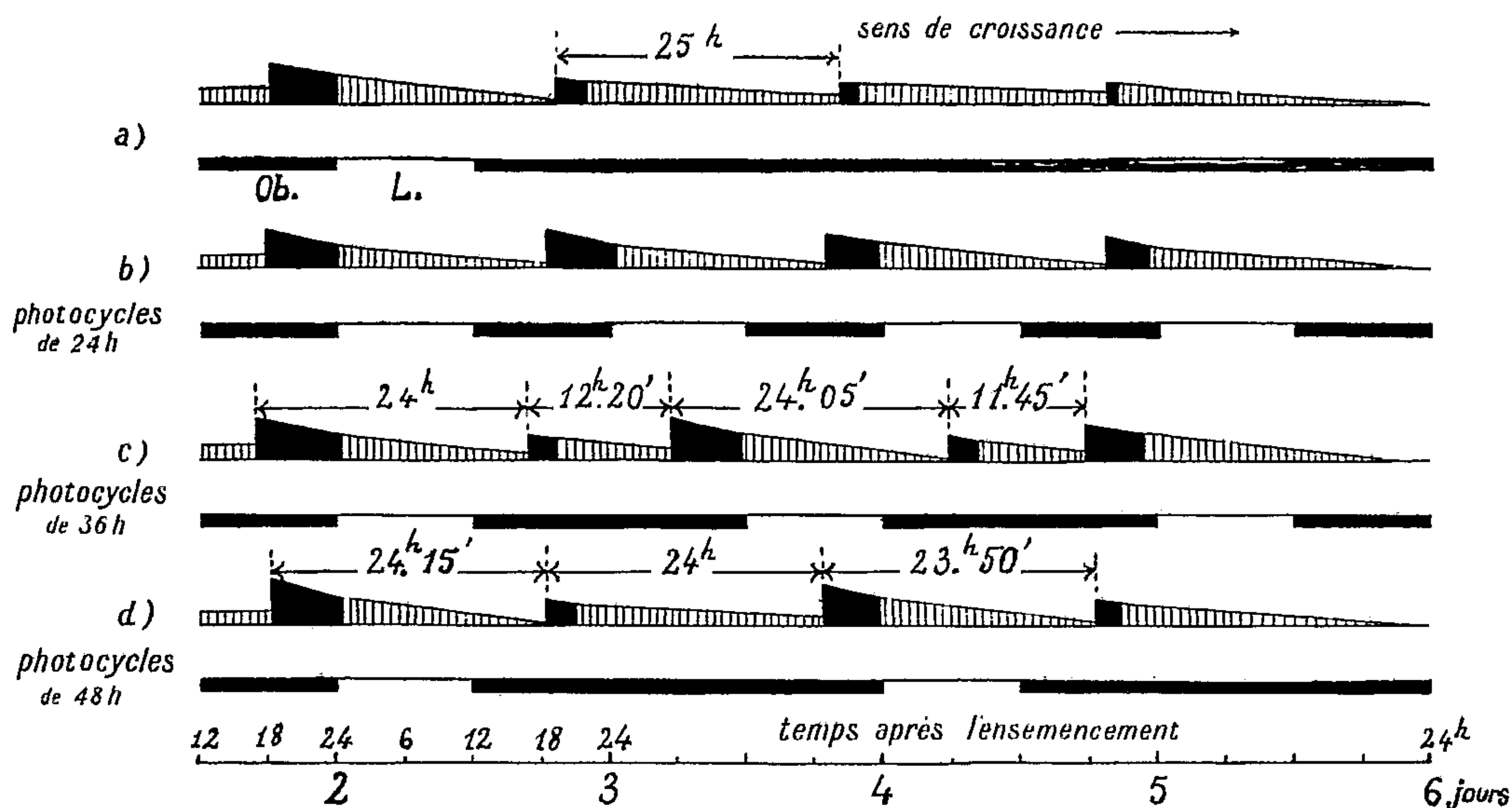


Fig. 2. — Représentation schématique des zonations chez *M. fructicola*. Début de l'éclairement 48 h après l'ensemencement. La distance entre deux zonations est convertie en heures de croissance. Zonations formées sous l'action : *a*, d'un seul éclairement de 12 h; *b*, *c* et *d*, de différents photocycles.

La présente expérience montre qu'une grande zonation apparaît peu de temps après chaque impulsion lumineuse sur des filaments nés à l'obscurité. La différence de répartition des grandes zonations sous des photocycles de 48 et de 36 h est donc motivée par la différence du moment de l'éclairement. La sortie des zonations subsidiaires, elle, reste dépendante du

fonctionnement du rythme interne de 24 h. Il s'ensuit une superposition de phénomènes qui aboutit, dans le cas de photocycles de 36 h, à une modification *apparente* du cycle interne fondamental de 24 h. En fait, la périodicité de 12 h que nous retrouvons cette fois doit être en relation avec l'excitation directe par la lumière.

L'ensemble de ces données montre que, chez *M. fructicola*, une périodicité de 24 h est à la base de son rythme interne. Dans le cas d'une seule excitation lumineuse, le nombre des zonations est sous la dépendance de la durée de l'éclairement. Les cas de photocycles de 36 et 48 h permettent de préciser les causes de l'apparente modification du rythme interne fondamental. Cette modification présente des analogies avec les régulations de la durée de la période des rythmes journaliers endogènes chez les végétaux supérieurs ([3]). *M. fructicola* présente l'avantage de permettre, plus aisément, de séparer les phénomènes plus étroitement liés au fonctionnement du rythme interne de ceux qui sont plus directement sous la dépendance du stimulus lumineux.

(*) Séance du 3 février 1958.
([1]) *Ann. Bot.*, 47, 1933, p. 543-578.
([2]) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1059.
([3]) E. Bünning, *Ann. Rev. Pl. Physiol.*, 7, 1956, p. 71-90.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Contribution à l'étude de la reproduction sexuée chez* Taxus baccata. Note de M. **Michel Favre-Duchartre**, présentée par M. Raoul Combes.

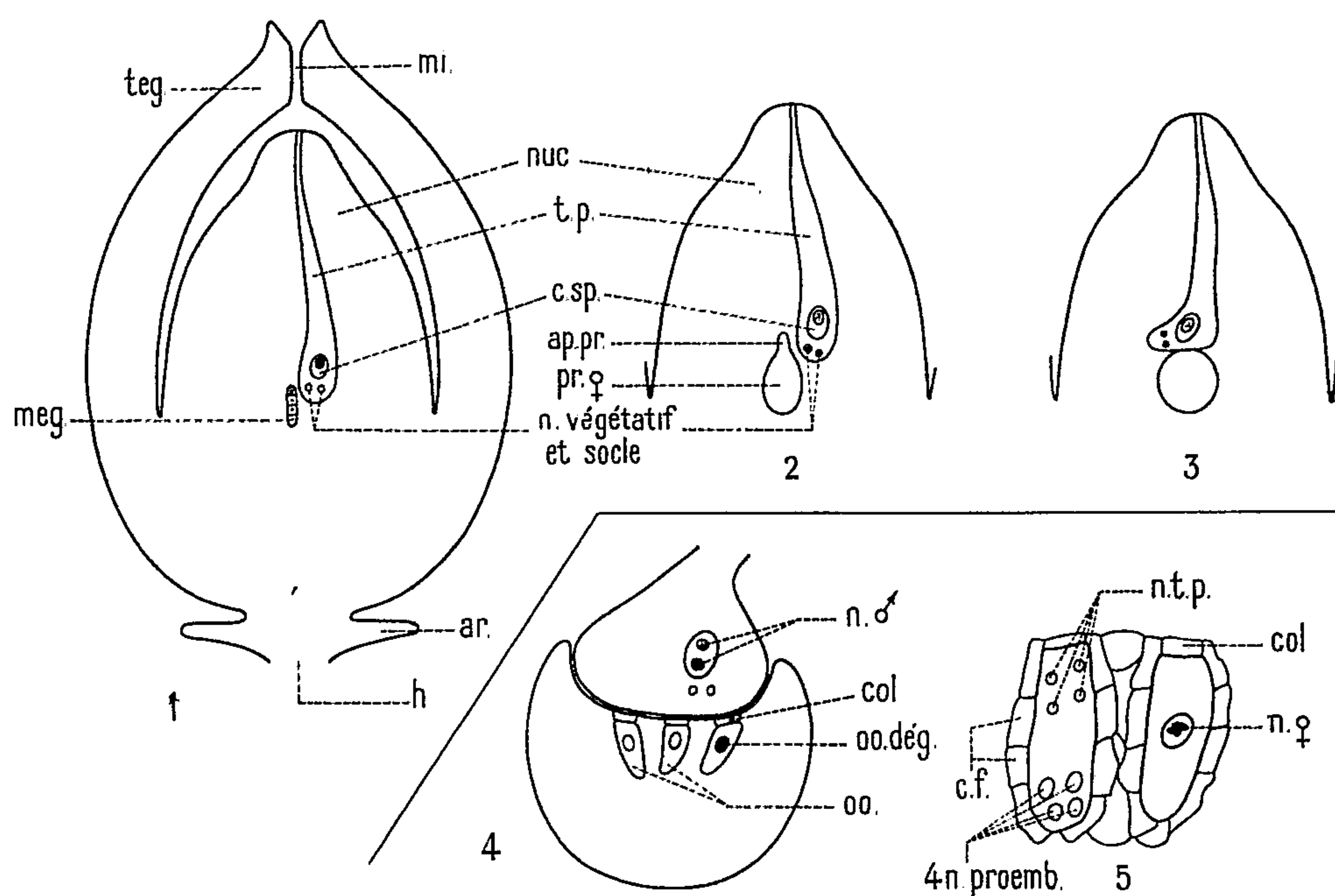
Cette étude précise : 1° le nombre final (128) des noyaux libres du prothalle ♀ et la raison d'être de l'appendice prothallien; 2° l'achèvement de la différenciation des archégones; 3° l'absence de membrane entre les deux noyaux spermiques; 4° la pénétration des quatre noyaux du tube pollinique dans l'archégone fécondé.

Belajeff ([1]), Strasburger ([2]), Jäger ([3]), Dupler ([4]), Chamberlain ([5]), Saxton ([6]), Sterling ([7]), Johansen ([8]) ont déjà étudié au moins l'une des phases du cycle ontogénique de l'If. Les premiers résultats de nos recherches complètent et, à l'occasion, corrigent les assertions de nos prédécesseurs.

Au moment où les ovules sont normalement pollinisés, la cellule-mère de la mégaspore est différenciée dans le nucelle. Le tube pollinique s'accroît vers le hile, assez rapidement pour pouvoir atteindre le niveau de la mégaspore dès que celle-ci est formée (*fig.* 1).

Le gamétophyte ♀ est entouré par une membrane mégasporale mince. Le nombre des noyaux haploïdes libres qu'il comporte double sept fois, atteignant donc finalement la valeur 128. On observe, plus fréquemment

aux premières phases cénocytiques qu'aux derniers stades cellulaires précédant la fécondation, un appendice prothallien dirigé vers le micropyle (*fig.* 2). Saxton ([6]) et, plus récemment Wardlaw ([10]), interprètent ce « tube prothallien » comme une poussée du gamétophyte ♀ vers le tube pollinique. Nous avons, pour notre part, observé que le gamétophyte ♀ occupe tout naturellement la place laissée vacante par la dégénérescence des trois tétraspores ♀ non fonctionnelles.



1. Coupe longitudinale d'un ovule de *Taxus baccata* au stade de la mégaspore. 2. Coupe longitudinale d'un nucelle contenant un prothalle cénocytique pourvu d'un appendice micropylaire. 3. Id., mais la poussée du tube pollinique au contact du prothalle ♀ a fait se résorber l'appendice prothallien. 4. Gamétophytes ♂ et ♀ au contact l'un de l'autre, peu de temps avant la fécondation. 5. Un proembryon à quatre noyaux diploïdes libres et un gaméte ♀ dégénéré. tég., tégument; mi., micropyle; nuc., nucelle; c. sp., cellule spermatogène; ap. pr., appendice prothallien; pr. ♀, prothalle ♀; ar., arillode; h., hile; n. ♂, noyaux spermiques; oo. dég., oosphère dégénérée; oo., oosphère; n. t. p., noyaux du tube pollinique; c. f., cellules folliculeuses; 4 n. proemb., quatre noyaux du proembryon.
1, 2, 3 (× 20); 4 (× 30); 5 (× 100).

Les archégones (3 à 12) se différencient dans la région micropylaire du prothalle ♀. Ils possèdent un col rudimentaire, une cellule centrale et les cellules prothalliennes entourant immédiatement cette dernière se différencient faiblement en cellules folliculeuses (leurs noyaux sont légèrement plus volumineux que ceux des cellules prothalliennes banales) (*fig.* 4 et 5).

Nous n'avons jamais vu le noyau de la cellule centrale se diviser (*fig.* 4), pas plus qu'il ne nous a été donné d'observer de noyau ventral du canal dans des archégones mûrs ou dégénérés (*fig.* 5). Nous confirmons donc

que la cellule centrale joue le rôle de gamète ♀ chez *Taxus*, comme c'est aussi le cas chez *Widdringtonia*, d'après Moseley ([11]).

Le tube pollinique comporte un noyau végétatif, un noyau-socle, indiscernables l'un de l'autre, et une volumineuse cellule spermatogène, dont le noyau est le frère du noyau-socle (*fig.* 1, 2, 3). La cellule spermatogène est ovoïde et comporte un cytoplasme dense, son noyau, très nettement Feulgen-positif, est toujours situé contre la paroi, le centre de la cellule étant occupé par un essaim de mitochondries. Peu de temps avant la fécondation, le noyau spermatogène se divise, produisant deux noyaux gamétiques Feulgen-positifs (*fig.* 4). Dans aucun des dix tubes polliniques observés à ce stade, nous n'avons pu déceler, entre ces deux noyaux gamétiques ♂ adultes, de membrane cellulaire telle que celle figurée par Strasburger ([2]), Jäger ([3]) et Dupler ([4]).

En mai ou juin, les noyaux spermiques, accompagnés par le noyau-socle et le noyau végétatif pénètrent dans un archégone. Le noyau-œuf produit deux, puis quatre noyaux libres qui occupent le fond de l'archégone (*fig.* 5). On observe alors dans le cytoplasme archégonial voisin du col, quatre noyaux libres (*fig.* 5). Le noyau supplémentaire (par rapport au noyau végétatif, au noyau-socle et au deuxième noyau ♂) résulte vraisemblablement de la division du noyau gamétique ♂ surnuméraire, division à laquelle nous avons assisté chez *Cephalotaxus* ([12]). Après la formation des premières cellules embryonnaires, le suspenseur s'allonge et le massif de cellules méristématiques atteint le centre du prothalle ♀. Il se manifeste alors, dans la région hilaire de ce dernier, une activité mitotique qui prélude à une nouvelle phase d'accroissement du prothalle ♀. Les cellules prothalliennes deviennent plurinucléées.

Si l'on compare l'ovule de *Taxus baccata* à ceux de *Ginkgo* ou de *Cephalotaxus* précédemment étudiés par l'auteur [([9]) et ([12])], on lui reconnaîtra plusieurs caractères qu'on peut interpréter, à la suite de Mangenot ([13]), comme des manifestations d'évolution par néoténie : la taille relativement réduite de l'ovule et le prothalle ♀ paucicellulaire au moment de la fécondation, les archégones rudimentaires ne dépassant pas le stade de la cellule centrale témoignent d'une sexualisation relativement précoce de l'organe reproducteur ♀. Cette tendance est plus accentuée chez les Angiospermes, dont l'ovule et le gamétophyte ♀ sont très réduits au moment de la fécondation. La réduction est poussée à l'extrême dans le règne animal où c'est l'équivalent d'une cellule-mère de mégaspore, l'ovocyte, qui est sexualisé et reçoit le spermatozoïde.

([1]) *Ber. Deutsch. Bot. Gesell.*, 9, 1891, p. 280-286.

([2]) *Ueber das Verhalten des Pollens und die Befruchtungsvorgänge bei den Gymnosmen*, Iena, 1892.

(3) *Flora*, 86, 1899, p. 241-288.
(4) *Bot. Gaz.*, 64, 1917, p. 115-136.
(5) *Gymnosperms, structure and evolution*, Chicago, 1935, p. 319.
(6) *Ann. Bot.*, 50, 1936, p. 519.
(7) *Bull. Torrey Club*, 75, p. 147-165 et 469-485.
(8) *Plant embryology*, 1950, Waltham Mass., U. S. A., p. 74-78.
(9) *Rev. de Cyt. et Biol. Végét.*, 17, 1956, p. 37-38.
(10) *Embryogenesis in Plants*, 1955, Methuen, éd., p. 210.
(11) *Lloydia*, 6, 1943, p. 109-132.
(12) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1349.
(13) *Cours de Biologie végétale*, 1957.

(*Laboratoire de la Chaire de Biologie végétale de la Faculté des Sciences.*)

ZOOLOGIE. — *Sur la formation du régénérat au cours de la stolonisation chez* Trypanosyllis zebra *Grube* (*Annélide Polychète*). Note de M. **Maurice Durchon**, présentée par M. Louis Fage.

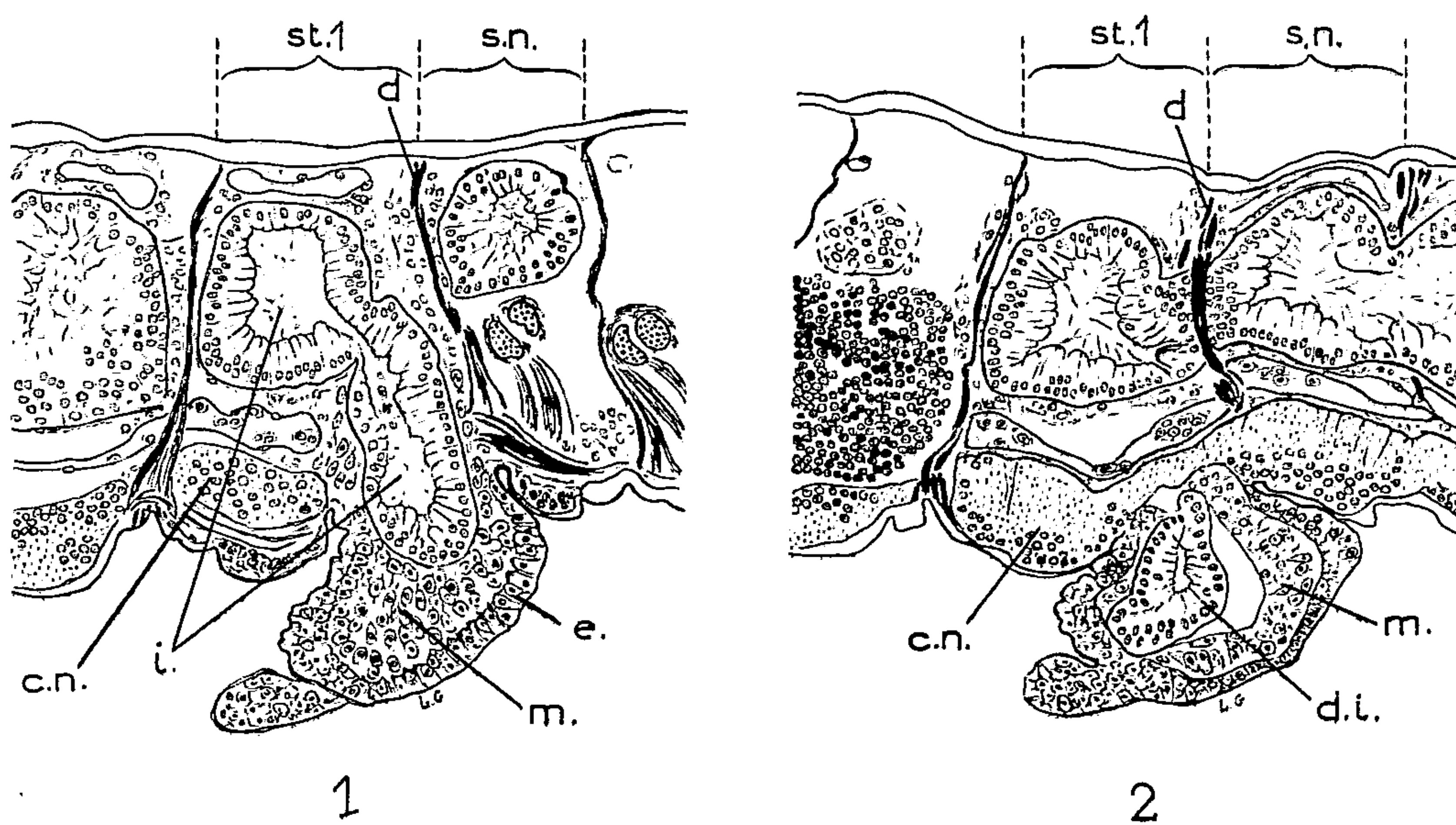
Trypanosyllis zebra Grube est l'une des espèces de Syllidiens qui présentent une régénération concomitante de la stolonisation. Après apparition des produits génitaux dans les segments postérieurs qui constitueront le stolon, une tête se différencie progressivement sur le premier métamère stolonial; de type tétraglène, elle comporte deux paires d'yeux, une ventrale, l'autre dorsale. Corrélativement à la formation de la tête du stolon et immédiatement devant celle-ci, apparaît très tôt un bourrelet qui est l'ébauche d'une régénération de la partie antérieure asexuée ou souche. Pendant la différenciation du stolon le régénérat se développe et compte de 15 à 20 segments au moment de la séparation entre souche et stolon.

Il est communément admis que ce régénérat est formé par le dernier segment de la souche. Une étude histologique pratiquée sur de nombreux individus de *T. zebra*, des deux sexes, à divers stades de la stolonisation, nous a permis de constater que le régénérat se forme, en fait, à partir du segment céphalique du stolon.

Au moment où les yeux ventraux du stolon commencent leur différenciation, des cellules mésodermiques, de type néoblastique, se groupent de chaque côté de la chaîne nerveuse, derrière le dissépiment séparant la tête du stolon du dernier segment de la souche. En même temps, au même endroit, deux mamelons apparaissent par prolifération ectodermique, cependant que se développent, sur l'intestin, deux diverticules latéraux à croissance antéroventrale.

Les mamelons ectodermiques confluent médianement pour donner une formation impaire, ébauche du régénérat. Ce dernier est rapidement envahi par les éléments mésodermiques et les diverticules intestinaux (*fig.* 1 et 2).

Au fur et à mesure de l'allongement du bourgeon pygidial, les cellules mésodermiques qui se divisent activement édifient la musculature et les dissépiments. L'intestin présente, primitivement, une cloison médiane formée par l'accolement des deux diverticules. Secondairement ce septum médian disparaît.



Coupes longitudinales effectuées dans un individu de *Trypanosyllis zebra* Grube en stolonisation. 1, coupe au niveau du diverticule intestinal; 2 au niveau de la chaîne nerveuse. st. 1., segment céphalique du stolon; s. n., dernier segment de la souche; c. n., chaîne nerveuse; d., dissépiment; d. i., diverticule intestinal; e., ectoderme; i., intestin; m., mésoderme.

Pendant que le régénérat subit sa croissance la tête du stolon se différencie. Un étranglement s'effectue devant les yeux et, à cet endroit, un nouveau dissépiment se forme. De direction oblique, il prend naissance dorsalement derrière le dernier dissépiment de la souche; il passe en arrière des diverticules intestinaux et aboutit, ventralement, devant les yeux ventraux du stolon. Un nouveau segment vient donc se former : il se différencie dans la partie antérieure du métamère céphalique du stolon et assure la réunion entre souche et régénérat.

Ce type de stolonisation avec bourgeonnement pygidial se retrouve chez d'autres espèces. C'est le cas de *Syllis vittata* Grube. Chez ce Syllidien les processus organo-formateurs du régénérat sont plus longs; le bourgeon conserve plus longtemps sa structure paire, les deux ébauches, droite et gauche, se réunissant plus tardivement que chez *T. zebra*. Elles ont, comme nous avons pu nous en assurer, la même origine et apparaissent derrière le dissépiment séparant la tête du stolon du dernier segment de la souche.

Ce mode de stolonisation est comparable à la scissiparité de certains

Oligochètes *Ælosomatidæ* (¹). Chez ces derniers, en effet, un segment peut se diviser inégalement en une région antérieure, plus petite, qui édifie le pygidium du ver antérieur, et une zone postérieure, plus longue, qui différencie la tête du Zoide postérieur.

La formation de ces bourgeons pygidiaux est probablement induite, chez les Syllidiens, par une rupture plus ou moins rapide de la chaîne nerveuse corrélativement à l'individualisation du cerveau dans le segment céphalique du stolon.

(¹) H. Herlant-Meewis, *Rev. Canadienne Biol.*, 9, n° 2, 1950, p. 123-148.

BIOLOGIE MARINE. — *L'apparition de granules jaunes dans les gonades d'*Echinaster sepositus *Gray de la Méditerranée.* Note de MM. **Robert Delavault** et **Guiseppe Cognetti**, présentée par M. Maurice Caullery.

Field (¹) pensait avoir observé le premier ce qu'il nommait les « yellow cells » (cellules jaunes) dans les gonades de certains Échinides. Mais Giard (²) avait déjà décrit, chez ces animaux, des concrétions brunâtres et des cellules à l'allure d'énormes vacuoles. Caullery et Siedlecki (³) attribuent pour la première fois un rôle phagocytaire à ces cellules vésiculeuses, celles-ci éliminant les éléments résiduels des lignées germinales.

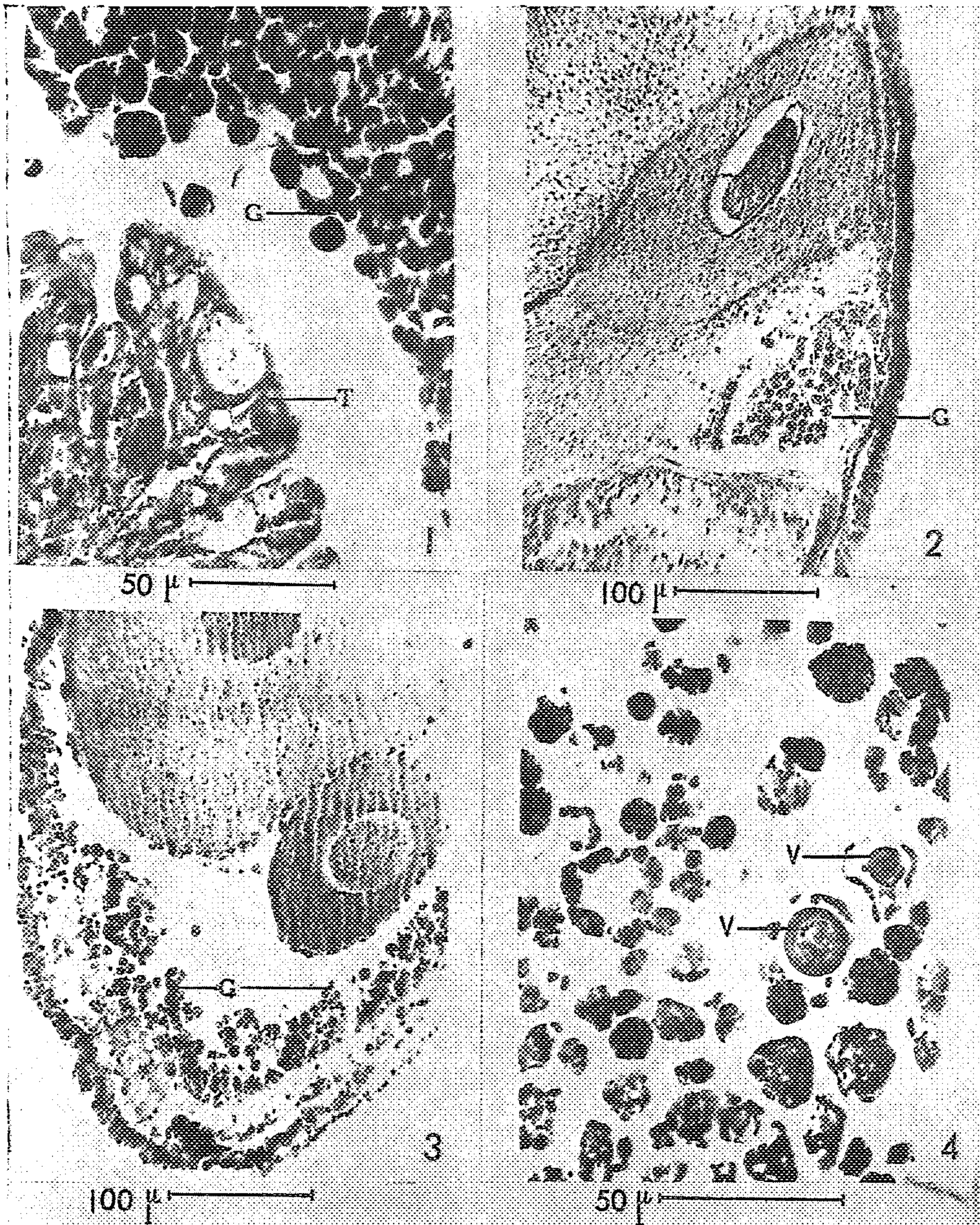
Depuis, ce phénomène est connu chez bon nombre d'Échinodermes, en particulier chez les Échinides (⁴), (⁵); chez les Astérides, Bacci (⁶) signale un tissu vésiculeux chez *Asterina gibbosa* ainsi que des amibocytes phagocytant le tissu germinal non évacué.

En étudiant la sexualité d'*Echinaster sepositus*, nous avons trouvé dans certaines gonades des éléments rappelant ceux précédemment décrits chez d'autres Échinodermes.

Matériel. — Nous avons eu à notre disposition 22 animaux pêchés en octobre 1957 dans la baie de Naples; en novembre nous nous sommes procuré 11 animaux provenant de Porto Torres, localité située sur la côte occidentale Nord de la Sardaigne, ainsi qu'un exemplaire vivant sur la côte de Livourne.

Observations. — Dans certaines gonades, on peut voir, sur coupes non colorées, des granules jaunâtres en plus ou moins grande quantité. Ces formations se teintent parfois en noir après traitement à l'hématoxyline. En outre, mais plus rarement, nous avons décelé un tissu à longues cellules. Ces deux sortes de structures sont parfois visibles ensemble dans une même coupe (photo 1). Nous avons remarqué qu'aucune formation analogue n'est décelable dans les gonades où se déroule la gamétogenèse. Par contre, les granules apparaissent dans les glandes mûres (photo 2). Ces granules

se dirigent vers la lumière de la gonade (photo 3) et finissent par l'envahir complètement; à cet instant, on observe parmi eux, dans les gonades



Echinaster sepositus : Coupes de gonades; 1 et 4 chez des animaux de Naples (Helly, hématoxyline) 2 et 3 chez des animaux de Porto Torres (Bouin, hématoxyline). G, granules jaunes; T, tissu « vésiculeux »; V, vésicules germinatives (?). L'échelle est donnée *sous* chaque photographie.

femelles, des formations représentant peut-être les vésicules germinatives de jeunes ovocytes non expulsés (photo 4).

Parmi les individus de la station de Naples, nous avons trouvé des granules chez deux d'entre eux; sur les 11 animaux de Porto Torres, nous en avons compté 4 qui en présentent et l'animal de Livourne semble en être dépourvu.

Interprétations. — L'apparition des granules jaunes succède manifestement à la gamétogenèse. La présence simultanée, dans une même gonade, de grandes cellules et de granules semble démontrer que ces cellules jouent un rôle dans l'élaboration des granules. Celle-ci doit sans doute se faire au cours de la phagocytose des gamètes non évacués, et les cellules en question doivent être ici les premiers éléments d'un tissu de remplacement, se gorgeant de granules et comblant la lumière de la gonade au fur et à mesure que les gamètes disparaissent. Pour avoir la certitude que cette interprétation est correcte, il est cependant nécessaire de poursuivre encore quelques recherches sur la structure des gonades au cours de leur phase de repos.

Conclusion. — Ces nouvelles observations, faites à propos d'*Echinaster sepositus* montrent que la présence de granules jaunes, au cours du repos sexuel, est fréquente chez les Échinodermes.

Quant au rôle que jouent ces granules, deux éventualités sont possibles: s'ils participent à la nutrition de la gonade [Giard (2); Russo (7), (8)], on doit les retrouver en même temps que la nouvelle poussée germinale; s'ils sont expulsés comme déchets, il serait fort intéressant de rechercher quelle peut être leur voie de sortie.

(1) *J. Morph.*, 11, 1895, p. 236.
(2) *Comptes rendus*, 85, 1877, p. 858.
(3) *Comptes rendus*, 136, 1903, p. 496.
(4) *Trav. Stat. zool. Wimereux*, 9, 1925, p. 21-35.
(5) *Traité Zool. Grassé*, 9, 1948, p. 158, 159, 161 et *fig.* 185.
(6) *Arch. zool. ital.*, 34, 1949, p. 55.
(7) *Boll. Accad. Giœnia Sc. Nat. Catane*, 1907, fasc. 94, p. 34-38.
(8) *Atti. Accad. Giœnia Sc. Nat. Catane*, sér. 5, 4, 1911, Mém. 12, 12 pages.

(*Laboratoire de Biologie animale, S. P. C. N., Paris et Institut de Biologie de l'Université de Sassari.*)

GÉNÉTIQUE. — *Contribution à l'étude de l'action génétique des rayons ultraviolets sur la Drosophile.* Note de Mme JACQUELINE PROUST, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Il est montré que les rayons ultraviolets ne sont pas seulement des agents mutagènes, mais aussi des inducteurs d'enjambement « ovogonial ».

L'étude des effets génétiques exercés par la lumière ultraviolette sur les cellules germinales de Drosophile, se heurte à d'importantes difficultés,

en raison de son faible pouvoir de pénétration et des dégâts physiologiques qu'elle entraîne dans les cellules atteintes. Deux techniques ont été utilisées jusqu'ici :

— Reuss ([1]) irradie l'abdomen des ♂ comprimé entre deux lames de quartz afin d'amener les gonades près des téguments;

— Altenburg, Muller et Meyer ([2]) irradient le pôle germinal d'œufs déchorionés. A un certain stade du développement embryonnaire, l'œuf présente à son pôle postérieur une accumulation des cellules germinales primordiales, localisées sous la membrane vitelline.

Conseillée par M. L'Héritier, j'ai entrepris de compléter l'étude de l'action génétique des ultraviolets chez la Drosophile en utilisant une méthode différente. C'est la méthode d'implantation d'ovaire mise au point par MM. Beadle et Ephrussi. Cette méthode permet d'irradier, *in vitro*, les cellules germinales à un stade bien défini de l'ovogenèse : le stade ovogonial. La comparaison des résultats obtenus avec ceux précédemment publiés pourrait donc éventuellement permettre l'étude de l'influence du stade cellulaire sur l'activité mutagène des ultraviolets. Dans cette Note sont présentés les premiers résultats de mes recherches.

Technique d'irradiation. — Des larves âgées de 96 h, issues d'une souche homozygote Bar sont disséquées dans du milieu de Ringer. Les ébauches ovariennes prélevées sont placées dans une lame creuse contenant une goutte de milieu de Ringer, puis irradiées. Aussitôt après le traitement, les ébauches sont rincées dans trois bains successifs de milieu de Ringer, puis implantées dans des larves hôtes du même âge. Celles-ci sont issues d'une souche homozygote Ebony. La lampe à ultraviolets utilisée pour ces expériences, est une lampe germicide dont 80 à 90 % de l'énergie émise correspond à la longueur d'onde 2 537 Å qui est voisine du maximum d'absorption des acides désoxyribonucléiques. Je fais varier la dose en agissant sur le temps d'exposition, le débit restant constant.

Dans la réalisation de ces expériences il faut tenir compte du phénomène de la photoréactivation découvert par Kelner ([3]) et par Dulbecco ([4]). Certaines longueurs d'ondes de la lumière visible, comprises entre 4 000 et 5 000 Å diminuent notablement et dans certains cas réduisent les effets produits par les ultraviolets, quand elles sont utilisées à titre de post-traitement. J'ai pu d'ailleurs vérifier la réalité de ce phénomène au cours d'expériences préliminaires.

Toutes les manipulations effectuées après traitements aux ultraviolets ont été dès lors exécutées en lumière rouge.

Le pourcentage de réussite de l'implantation d'ovaire oscille entre 25 et 35 %. Il dépend d'ailleurs de la souche hôte employée et surtout de la dose d'ultraviolets absorbée par les cellules germinales. C'est ainsi qu'avec une dose forte de 4 260 ergs/mm^2, je n'ai obtenu que 8 % d'ovaires implantés

fertiles, avec un nombre moyen de descendants par ovaire réduit à 3, tandis qu'avec une dose trois fois plus faible, j'ai obtenu 23 % d'ovaires fertiles avec un nombre moyen de 22 descendants. L'irradiation exerce donc une action destructrice extrêmement forte sur les ovogonies.

Plan des croisements. — Les premières expériences réalisées étaient destinées à déterminer le taux de production de létaux récessifs liés au sexe, ceci dans le double but d'analyser la forme de la relation fréquence de mutation/dose et de déterminer les doses utilisables. J'ai été amenée à effectuer les croisements suivants : les ♀ Ebony susceptibles de posséder un ovaire Bar implanté fertile, sont croisées individuellement à deux ♂ homozygotes pour le gène Ebony et dont le chromosome X est du type Muller 5. On sait que le chromosome sc^{S1} B In S w^a sc^8, dit Muller 5, porte les marqueurs Bar et apricot et possède des inversions qui inhibent totalement l'enjambement chez les ♀.

En F_1, on obtient, dans le cas où l'ovaire implanté est fonctionnel, des ♀ hétérozygotes Bar-Muller 5 et des ♂ Bar, mêlés à la descendance de l'ovaire Ebony. Grâce à ce dernier marqueur, la détection des ♀ à double descendance est exécutée très rapidement. Toutes les ♀ Bar-Muller 5 sont croisées vierges individuellement à deux ♂ Muller 5.

En F_2, la présence d'un létal récessif lié au sexe se manifeste dans la descendance par l'absence des ♂ Bar non Apricot. La production éventuelle d'une mutation visible sera détectée par l'examen de ces mêmes ♂.

Résultats. — Après l'application d'une dose de 1 420 ergs/mm², j'ai trouvé 22 létaux récessifs, répartis en 9 clônes différents. Les chromosomes éprouvés au nombre de 1 064, provenaient de 72 ovaires Bar fertiles. Ceci correspond donc à un pourcentage de mutation de 2,1 %. La répartition clônale des létaux confirme qu'ils ont bien été induits par l'irradiation. Une mutation génique produite dans un chromosome d'une ovogonie doit, en effet, donner naissance à un clône de gamètes mutées. Je n'ai pas observé de mutations visibles.

Un fait surprenant et inattendu a été l'apparition en F_1 de 12 ♂ Muller 5 non Ebony, parmi 1 275 ♂ obtenus, soit un pourcentage de 0,9 %.

J'ai croisé ces ♂ individuellement à deux ♀ Muller 5, les croisements sont restés stériles. Ces ♂ Muller 5 exceptionnels forment deux clônes : un premier clône de 9 représente la totalité de la descendance d'un ovaire irradié, un second clône de 3 est apparu conjointement avec 12 ♂ Bar et 21 ♀ de phénotype Bar. L'analyse de la descendance de ces 21 ♀ montre qu'elles ne possèdent pas de létaux récessifs induits, mais deux d'entre elles ont fourni 100 % de non disjonction et se sont comportées comme des ♀ à X attachés.

Parallèlement, j'ai effectué une série d'expériences témoins dans le but

de déterminer la mutabilité spontanée de la souche Bar utilisée et la fréquence chez elle des non disjonctions spontanées du chromosome X.

Sur 1 805 chromosomes éprouvés, j'ai trouvé 5 létaux récessifs, soit un pourcentage de 0,27 %. La distribution de ces létaux n'est nullement clônale. Un test d'homogénéité indique que la différence entre les deux pourcentages de mutation est *hautement significative* ($\chi^2 = 23$ avec un degré de liberté). D'autre part, aucun ♂ Muller 5 n'est apparu dans l'expérience témoin, parmi 28 811 ♂ F_1 examinés.

Quelle peut être l'interprétation de l'apparition des ♂ Muller 5 exceptionnels ? L'absence du caractère Ebony permet sans ambiguïté de les considérer comme des descendants de l'ovaire irradié. D'autre part, ils sont stériles, ils ne possèdent donc probablement pas de chromosome Y complet. Étant groupés en clônes, ils ne peuvent cependant résulter d'une non disjonction du type habituel, intervenue au moment de la méiose. L'apparition de ces ♂ pourrait alors être la conséquence de la formation d'X attachés, à la suite d'un enjambement situé dans la région de l'hétérochromatine, cet événement ayant lieu au stade ovogonial. Les deux ♀ qui présentaient 100 % de non disjonction, pourraient avoir la même origine. Un point reste obscur, c'est que parmi les individus exceptionnels, il y ait beaucoup plus de ♂ que de ♀. La différence n'est probablement pas due au hasard ($\chi^2 = 10$ avec $n = 1$). Peut-être se produit-il une élimination préférentielle des X attachés dans les globules polaires au moment des divisions de la maturation de l'œuf ? Les faits rapportés ici montrent en tout cas, nettement, qu'à côté de leur activité mutagène, s'exprimant par la production de létaux récessifs, les rayons ultraviolets induisent dans les ovogonies des événements génétiques d'une autre nature correspondant probablement à des enjambements somatiques. Ce résultat rejoint les observations de H. U. Meyer (5). Cet auteur constate, en effet, l'induction d'enjambement chez les ♂ après irradiation ultraviolette du pôle germinal de l'œuf de la Drosophile. La distribution des recombinants indique que leur origine est antérieure à la méiose. Il paraît donc intéressant de poursuivre les recherches entreprises en tentant d'analyser d'une manière plus approfondie les événements qui conduisent à l'apparition de cette non disjonction à distribution clônale.

(1) A. Reuss, *Z. Indukt. Anstamm u Vererbungslehre*, 70, 1935, p. 523.

(2) H. J. Muller, E. Altenburg, H. U. Meyer, N. Emondson et L. Altenburg, *Heredity*, 8, 1954, p. 158.

(3) A. J. Kelner, *Gen. Physiol.*, 34, 1051, p. 835.

(4) J. Dulbecco, *Bacteriol.*, 59, 1950, p. 329.

(5) H. U. Meyer, *Genetics*, 39, 1954, p. 982.

RADIOBIOLOGIE. — *La greffe bréphoplastique de la rate sous la capsule du rein de souris normales et irradiées.* Note de M. **Raoul-Michel May** et Mlle **Marie-Jeanne Thillard**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Parmi les tentatives de traitements biologiques des radiolésions, il en est une qui fait appel aux implantations de tissus spléniques ([1]).

Mais la valeur bénéfique du tissu splénique chez les animaux irradiés n'a pas été confirmée par d'autres chercheurs ([2]).

Pour essayer de concilier ces résultats contradictoires, nous avons mis au point une technique de greffe bréphoplastique de la rate sous la capsule du rein. Cette technique donne, dans environ la moitié des cas, une croissance du greffon qui se traduit, plusieurs semaines après l'implantation, par la présence d'un transplant splénique de grandes dimensions et avec une structure histologique qui est celle d'une rate normale.

Deux souris albinos mâles ou femelles de même lignée, pesant de 16 à 20 g, sont irradiées sous 70 kV et 3 mA pendant des temps variant de 15 mn pour 950 r à 16 mn pour 1000 r. Ces doses, en effet, tout en provoquant une baisse notable des hématies, permettent une survie partielle des souris. Sitôt après l'irradiation une des deux souris reçoit une rate de souriceau nouveau-né sous la capsule du rein.

Des numérations globulaires sont faites sur les souris, avant leur irradiation, puis 1, 2, 3 et 4 semaines après celle-ci. Les souris qui ne sont pas mortes 1 mois, ou parfois 2 mois, après la greffe bréphoplastique de rate, sont sacrifiées après pesée. Le rein porte-greffe et la rate autochtone sont prélevés.

La splénectomie préalable à la greffe bréphoplastique de rate n'augmente pas le nombre des reprises. En effet, sur 19 souris splénectomisées et greffées, il y a eu huit cas positifs, environ 3 semaines après l'opération. Par contre, sur 21 souris non splénectomisées, il y a eu neuf reprises du greffon.

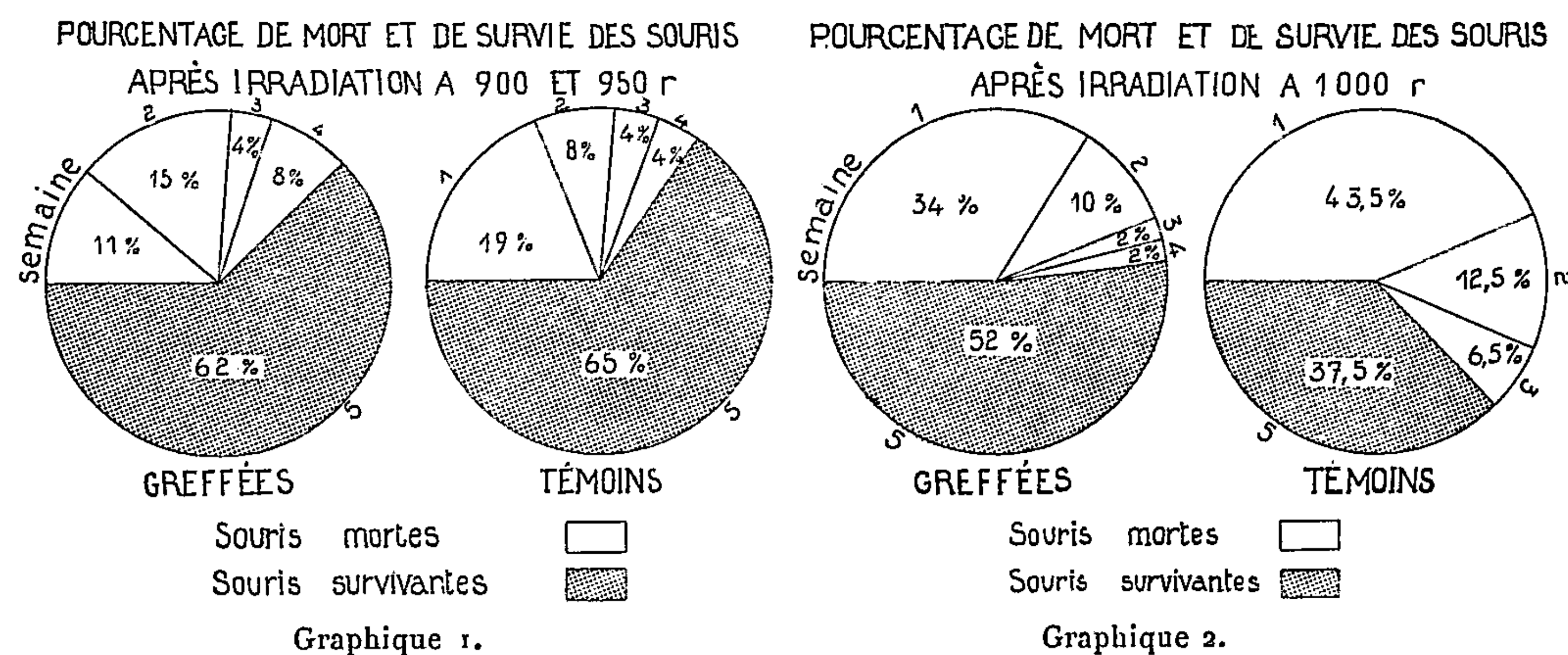
Au sacrifice 1 et 2 mois après la greffe, lorsque le greffon a pris, il est souvent de très grande taille, arrivant parfois à dépasser celle du rein porte-greffe. On peut y observer le beau développement des corpuscules de Malpighi et la riche vascularisation des implants. Les rates de souriceaux nouveau-nés croissent tout aussi bien sous la capsule du rein de souris irradiées que chez des animaux ne l'ayant pas été. Un seul élément différentiel a frappé notre attention : c'est celui des mégacaryocytes.

Les différences que nous avons trouvées dans le nombre des mégacaryocytes par champ × 77 sont frappantes entre les rates autochtones de souris normales (1,6) et irradiées (4,8), et entre les greffons spléniques

chez des souris splénectomisées (0,6), non splénectomisées normales (3,2), ou irradiées (3,9). Il est curieux de constater que la splénectomie n'a plus le même effet sur la pauvreté du nombre des mégacaryocytes lorsque le greffon se trouve chez des souris irradiées (4,2). Nous ne saurions donner à l'heure actuelle une explication de ce résultat.

En ce qui concerne la protection contre les radiations, si la rate greffée devait avoir un effet bénéfique, cet effet se ferait sentir : 1° sur un taux plus élevé de survie; 2° sur une remontée plus rapide et plus complète du nombre des hématies et des leucocytes.

L'étude des graphiques 1 et 2 nous montre que les résultats ne sont pas opposables entre les souris simplement irradiées à 900, 948 ou 1000 r, et les souris irradiées avec les mêmes doses, mais porteuses d'un greffon de rate, que le greffon ait pris ou qu'il se soit dégradé.



Graphique 1.

Graphique 2.

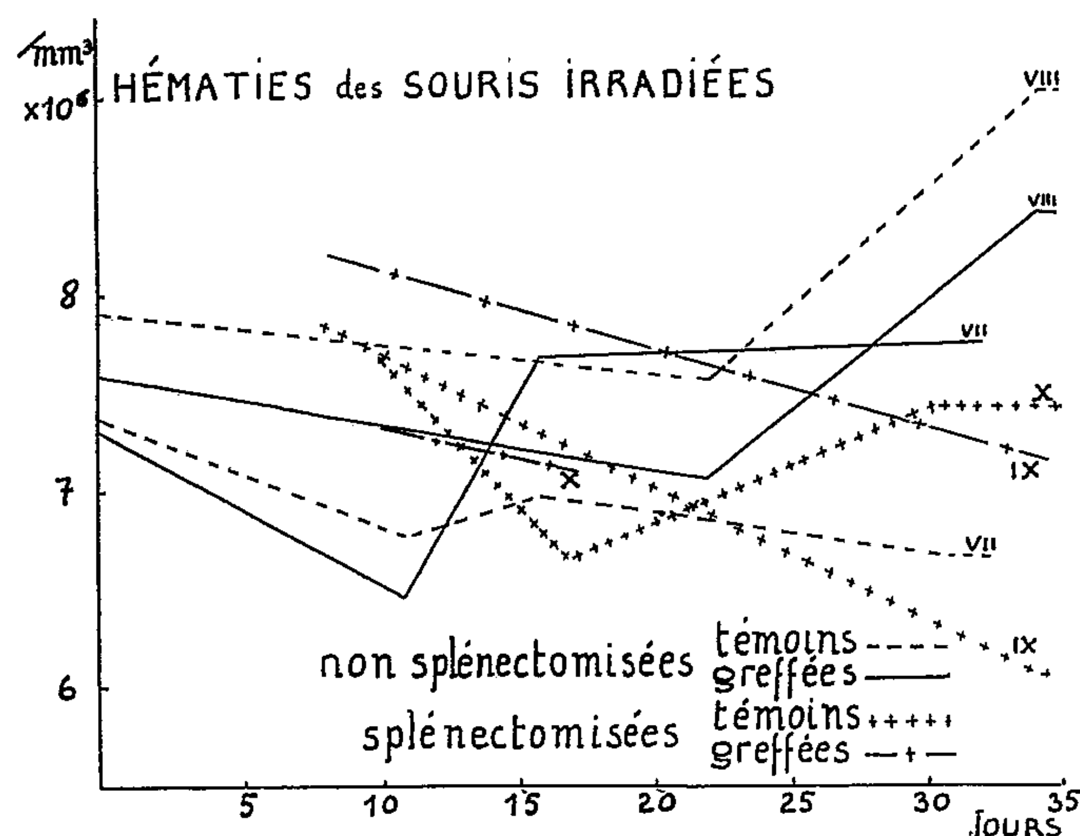
Le graphique 1 nous montre que l'analyse de 26 souris simplement irradiées à 900 et 948 r et de 26 autres qui, de plus, ont reçu une greffe de rate, donne des nomogrammes qui sont à peu de chose près semblables, le pourcentage de survivants étant de 65 % pour les témoins, 68 % pour les greffées.

Le graphique 2 nous donne les résultats lorsque 66 souris sont irradiées à 1000 r. Ici encore il y a peu de différence dans le pourcentage de mort et de survie entre les souris simplement irradiées et celles qui ont reçu en plus une greffe sous-capsulaire de rate. Davantage de témoins meurent pendant la première semaine (44 % contre 34 % de greffées), mais il en reste suffisamment à la fin de la cinquième semaine pour que la différence ne nous semble pas significative (37 % contre 52 % de greffées).

Chez les souris splénectomisées, le greffon sous-capsulaire n'a pas eu d'effet bénéfique.

En résumé, les 22 greffons qui ont bien pris et les 20 greffons qui se sont

dégradés n'ont pas eu d'effet bénéfique sur les souris comparées aux souris témoins irradiées et non greffées. Par ailleurs, la chute et la remontée des hématies est à peu près semblable chez les souris irradiées et greffées et chez les souris simplement irradiées (graphique 3).



Graphique 3. — Moyennes des séries VII et IX, 900 r; VIII et X, 948 r (quatre souris greffées et quatre témoins par série).

Nous concluons que la greffe bréphoplastique de rate sous la capsule du rein, même lorsqu'elle aboutit à l'organisation d'une très belle rate adulte, ne protège pas les souris contre les suites néfastes de l'irradiation.

(¹) L. O. JACOBSON et coll., *J. Lab. and Clin. Med.*, 34, 1949, p. 1538; *Science*, 113, 1951, p. 510; *J. Lab. and Clin. Med.*, 37, 1951, p. 683; L. J. COLE et coll., *Proc. Soc. Exp. Biol. and Med.*, 80, 1952, p. 111; *Amer. J. Physiol.*, 173, 1953*a*, p. 487; *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 39, 1953*b*, p. 759; D. W. H. BARNES et M. R. C. LOUTIT, *Proc. Roy. Soc. Med.*, 46, 1953, p. 251; J. B. STORER, *A. E. C. U.*, *U. S. Atom. Energ. Com.* 2095, Los Alamos Lab., 1952, 13 p.; B. R. ALLEN, H. G. WARDELL et M. CLAY, *Science*, 123, 1956, p. 1080.

(²) G. RUDALI, F. PATTI et P. BONNET-MAURY, *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 212; R. M. MAY et N. ARPIARIAN, *J. Physiol.*, 47, 1955, p. 238.

(*Laboratoire de Biologie animale, Pavillon Curie, Faculté des Sciences, Paris.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Métabolisme des pigments chlorophylliens chez le Tabac.* Note (*) de MM. **JACQUES DURANTON, JEAN-MICHEL GALMICHE** et **EUGÈNE ROUX**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

On connaît depuis les travaux de Shemin (¹) le rôle de précurseur joué par l'acide δ-aminolévulique dans la synthèse des noyaux pyrrols cons-

titutifs des composés tétrapyrroliques qu'on rencontre chez les organismes vivants, aussi bien dans le règne animal que dans le règne végétal.

Afin de faire un choix entre les différentes hypothèses émises au sujet de la synthèse des chlorophylles *a* et *b* et leur éventuelle interdépendance, les expériences suivantes ont été réalisées :

Neuf plants de tabac placés tout au long de l'expérience dans des conditions d'éclairement solaire normal, ont absorbé pendant 12 h, par nutrition pétiolaire, chacun 10 ml d'une solution à 10 μg/ml d'acide δ-aminolévulique marqué au ^{14}C sur le carbone cétonique et l'on a mesuré pendant les 20 jours suivant l'absorption la radioactivité présente dans la chlorophylle *a*, la chlorophylle *b* et le protoplasme, en prélevant tous les 2 jours, à l'emporte-pièce, des surfaces égales sur trois mêmes feuilles adultes de chaque plante, chaque prélèvement correspondant au 1/100e de la surface totale de la feuille.

Dans ces conditions, la prise d'essai contient au départ, 400 μg de chlorophylle *a* et 150 μg de chlorophylle *b*, tandis que la quantité d'acide δ-aminolévulique marqué fournie en excès par la nutrition pétiolaire entraîne une synthèse de chlorophylle correspondant à 5 % de la chlorophylle totale.

Chaque prélèvement est broyé au mortier dans un tampon à pH 7; les éléments figurés séparés par centrifugation à 25 000 g sont traités par l'acétone afin d'en extraire les différents pigments et ces derniers une fois repris par l'éther de pétrole sont séparés par chromatographie sur colonne de poudre de cellulose.

On élue alors les carotènes par de l'éther de pétrole pur, puis les xantophylles par de l'éther de pétrole contenant 4 % d'acétone, ensuite la chlorophylle *a* par de l'éther de pétrole à 6 % d'acétone et enfin la chlorophylle *b* par de l'éther de pétrole à 8 % d'acétone.

Les résultats obtenus se traduisent par les courbes ci-après.

Il apparaît donc que :

1° L'acide δ-aminolévulique donne, à la lumière, très rapidement naissance aux noyaux tétrapyrroliques des chlorophylles *a* et *b*. A l'obscurité, au contraire, on doit souligner que, chez des plantes vertes adultes, la radioactivité provenant du carbone cétonique de l'acide δ-aminolévulique se retrouve dans un pigment qui ne passe pas de l'acétone aqueux dans l'éther de pétrole, mais qui est soluble dans l'éther sulfurique et dont le spectre d'absorption est identique à celui de la protochlorophylle *a*. Nous n'avons pas trouvé de protochlorophylle *b*.

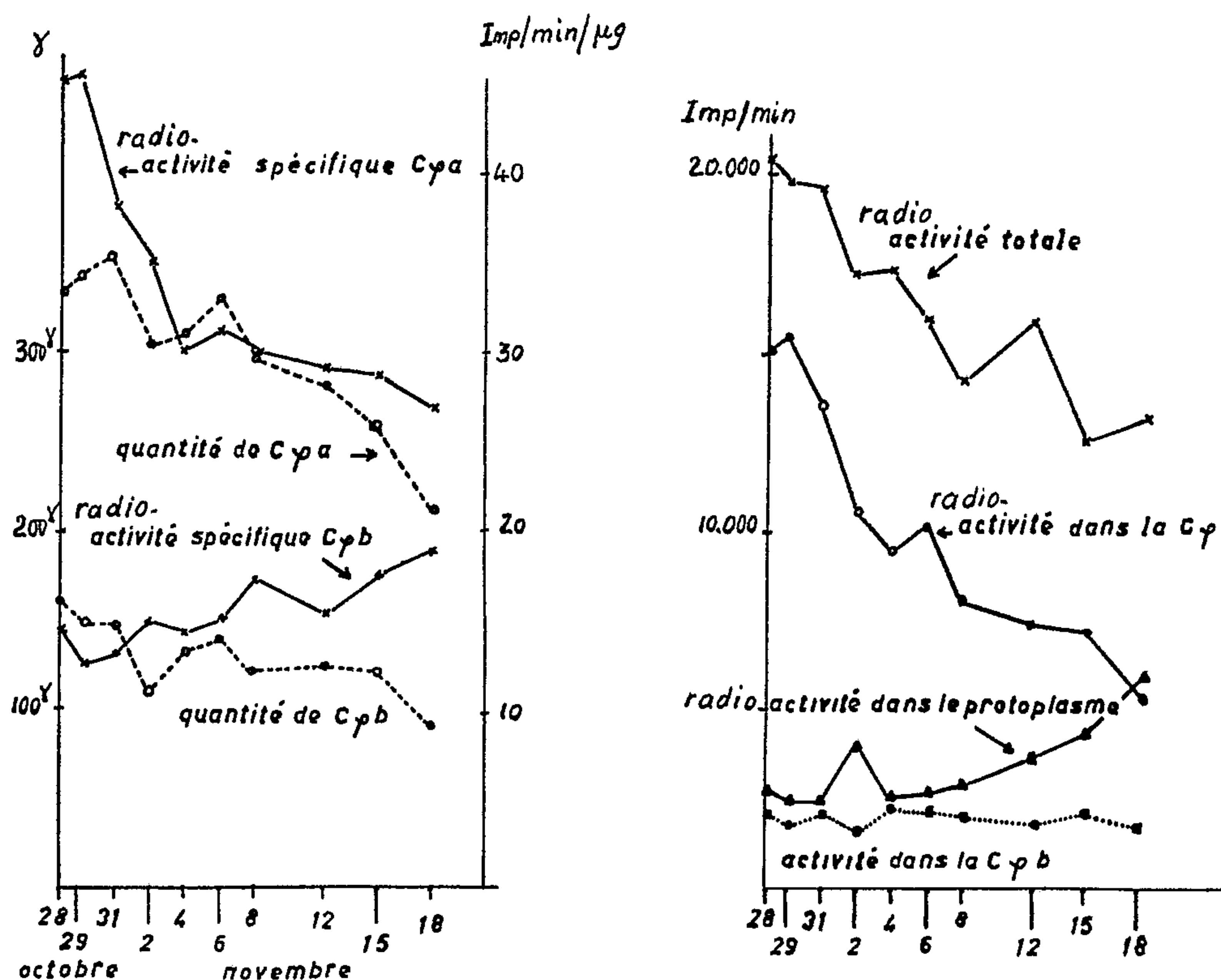
2° Au début de l'expérience la radioactivité spécifique de la chlorophylle *a* est trois fois plus importante que celle de la chlorophylle *b*. Par la

suite, le rapport

$$\frac{\text{radioactivité spécifique chlorophylle } a}{\text{radioactivité spécifique chlorophylle } b}$$

diminue régulièrement, la radioactivité spécifique de la chlorophylle *b* restant à peu près constante.

3° La diminution de la radioactivité spécifique de la chlorophylle *a* se produit surtout au cours des dix premiers jours de l'expérience. Pendant cette période, les teneurs en chlorophylle *a* et *b* ne varient que très peu



et l'on ne retrouve pas alors dans la chlorophylle *b* une augmentation de radioactivité totale correspondant à la baisse de la radioactivité totale de la chlorophylle *a*. Cette baisse s'accompagne, par contre, d'une diminution importante de la radioactivité totale de la prise d'essai. Il ne semble donc pas que la destruction du noyau tétrapyrrolique de la chlorophylle *a* nécessite le passage préalable sous forme de chlorophylle *b* de toute la chlorophylle *a* qui a disparu. Ceci n'exclut cependant pas la possibilité de la transformation en chlorophylle *b* d'un très faible pourcentage des molécules de chlorophylle *a* qui disparaissent. Cette transformation se faisant, soit directement, soit par l'intermédiaire des produits de dégra-

dation de la chlorophylle *a*. Les produits de décomposition du noyau tétrapyrrolique de la chlorophylle *a* pendant ces dix premiers jours de l'expérience doivent donc, soit être entraînés vers d'autres parties de la plante, soit être utilisés dans la respiration. Au cours des dix jours suivants, au contraire, les produits de décomposition du noyau tétrapyrrolique de la chlorophylle *a* se retrouvent en majeure partie dans le protoplasme sous forme de substances fortement fixées par les résines anioniques.

Une étude ultérieure précisera la nature de ces produits de dégradation.

(*) Séance du 3 février 1958.

([1]) D. SHEMIN, *Actes de la Conférence Internationale de Genève*, 12, 1955, p. 487.

(*Service de Biologie, C.E.N., Saclay.*)

A 15 h 45 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

Sur la proposition de la **Commission du maintien de la langue française dans les Assemblées internationales**, l'Académie adopte le vœu suivant qui sera transmis au Gouvernement :

« L'Académie des Sciences,

« soucieuse de voir la langue française garder sa place dans le monde,

« inquiète des tentatives qui, çà et là, s'efforçant d'en réduire l'importance ou la diffusion, entendent transférer à une autre langue une exclusive primauté dans l'expression scientifique,

« considérant :

« que le français doit conserver sa position en raison non seulement de celle qu'il a eue, mais du renouveau qu'il connaît actuellement en de nombreux pays, de ses qualités intrinsèques, et parce qu'il correspond à une expression traditionnelle de la pensée,

« appelle l'attention du Gouvernement français sur la nécessité :

« d'exiger des chargés de mission et des délégués français aux manifestations culturelles internationales qu'ils utilisent leur langue maternelle,

« de demander aux Unions, Associations et Congrès scientifiques internationaux qu'ils admettent effectivement que la langue française fasse foi ou du moins soit adoptée au même titre que l'anglais, qu'ils inscrivent notamment les abréviations à la fois dans les deux langues, que l'une ou l'autre de celles-ci ne soit pas, seule, exigée pour les présentations de Notes ou leur publication, et qu'éventuellement la participation de la France à ceux des organismes internationaux qui s'y refuseraient soit réservée jusqu'à ce que satisfaction soit donnée à cette exigence justifiée. »

La séance est levée à 16 h 15 m.

L. B.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 17 FÉVRIER 1958.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

HYDRAULIQUE. — *Étude de la répartition des pressions supplémentaires engendrées dans une cheminée d'équilibre par un débit d'apport.* Note (*) de M. **LÉOPOLD ESCANDE.**

Du fait de cette répartition, la contre-pression en face de l'orifice d'étranglement peut être très supérieure à la contre-pression moyenne.

Dans des Notes antérieures ([1]), nous avons étudié la poussée totale exercée sur le fond d'un récipient cylindrique alimenté par un jet vertical axial.

En vue de l'application pratique des résultats obtenus aux chambres d'équilibre à étranglement recueillant un débit d'apport par chute directe dans la partie supérieure de la cheminée, il nous a paru intéressant d'étudier expérimentalement la loi de répartition des pressions exprimées en hauteur d'eau y, en fonction de la distance au centre r.

Dans ce but nous avons muni le fond de la cuve déjà utilisée dans nos recherches précédentes, de 33 prises de pression.

Les mesures ont été faites en se plaçant successivement dans le cas du jet noyé ($\lambda = -3$ cm) puis du jet dénoyé ($\lambda = +5$ cm).

1° *Jet noyé* ($\lambda = -3$ cm). — Nous avons opéré pour différentes valeurs du débit d'apport Q_a.

Les résultats obtenus mettent en évidence la dispersion des valeurs individuelles correspondant aux diverses prises. Par contre, si l'on fait la moyenne des valeurs correspondant à une même valeur de r, on obtient une répartition très régulière : la pression est maximum dans l'axe du jet, puis elle décroît et passe par un minimum avant de croître à nouveau sous l'effet des accélérations centrifuges engendrées par le redressement des filets liquides que provoquent les parois latérales.

Pour tous les débits étudiés, on retrouve les mêmes caractéristiques.

Sur la figure 1, nous avons tracé les courbes de répartition des pressions y en fonction de r, déduites des moyennes relevées aux différentes prises, pour diverses valeurs du débit Q_a. On voit que la pression au centre y_c augmente rapidement avec le débit et peut devenir très supérieure à la valeur moyenne.

A titre de vérification, nous avons déduit de la répartition des pressions mesurées sur le fond, la poussée totale R_y

$$R_y = 2\pi\varpi\int_0^{\frac{D}{2}} yr\,dr.$$

Sur la figure 2, nous donnons la courbe (Q_a, R_y) ainsi obtenue, de même que les courbes théoriques et expérimentales (Q_a, R_y) établies comme il a été indiqué dans les Notes précédentes, la détermination expérimentale de R ayant été faite par une mesure de pesée globale.

Les écarts entre les trois courbes demeurent admissibles. Le fait que R_y est un peu supérieur à R peut s'expliquer par une inégale répartition des vitesses majorant la quantité de mouvement réelle du jet vis-à-vis du calcul théorique effectué à partir de la vitesse moyenne. Les différences entre R_y et la détermination expérimentale de R par pesée, résultent de ce que, dans cette dernière mesure, interviennent divers efforts tels que, par exemple, le frottement du liquide en mouvement sur les faces internes et externes des parois, dont ne tient pas compte le calcul de R_y.

Examinons de plus près l'incidence de ces résultats sur le fonctionnement d'une chambre d'équilibre à orifice d'étranglement central.

Si l'on considère seulement la pression moyenne sur la cloison d'étranglement, le terme correctif $\Delta R/\varpi F$ dont ne tient pas compte le calcul habituel de ces ouvrages, est très inférieur à la contre-pression réelle résultant de la pression maximum y_c qui existe en face de l'orifice.

On est amené ainsi à comparer au terme

$$A = \frac{\Delta R}{\varpi F},$$

le terme

$$B = y_c - (H_0 + h).$$

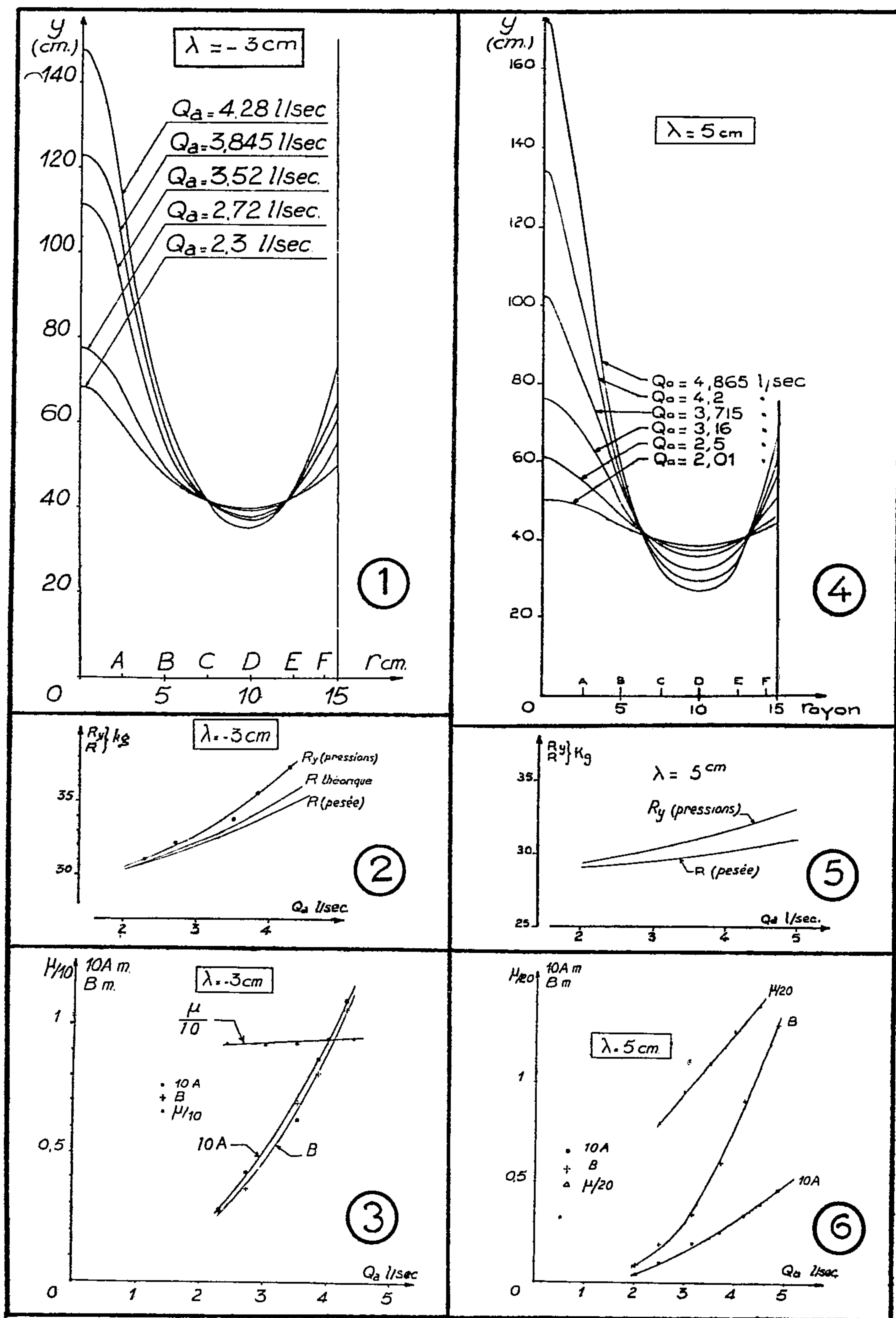
Cette comparaison peut être faite en considérant le rapport μ du second terme au premier :

$$\mu = \frac{B}{A}.$$

Sur la figure 3, on voit les courbes donnant A, B, et μ en fonction de Q_a.

On remarque que μ croît très légèrement de 9,21 à 9,53 : le terme correctif tenant compte de la répartition des pressions est donc près de 10 fois supérieur à celui qui résulte de la seule considération de la pression moyenne.

2° *Jet dénoyé* ($\lambda = +5$ cm). — Nous avons opéré comme dans le cas du jet noyé.



Les remarques faites sur la dispersion des valeurs individuelles et la loi de variation régulière des moyennes des pressions y mesurées par diverses prises correspondant à un même r subsistent entièrement dans le cas du jet dénoyé.

L'allure des répartitions de pression reste la même, comme on le voit sur la figure 4.

Sur la figure 5, nous donnons la courbe (Q_a, R_y) et nous la comparons à la courbe (Q_a, R) obtenue par mesures globales de pesées.

Sur la figure 6, sont reproduites, en fonction de Q_a, les valeurs de

$$A = \frac{\Delta R}{\varpi F},$$

$$B = y_c - (H_0 + h),$$

$$\mu = \frac{B}{A},$$

On voit que dans le cas du jet dénoyé μ croît de 16 à 27,7 dans la limite des expériences faites : sa valeur, pour un débit donné, et sa croissance avec Q_a, sont donc beaucoup plus importantes que dans le cas du jet noyé.

Les conclusions énoncées à propos de ce dernier subsistent donc avec une importance accrue, dans le cas du jet dénoyé.

(*) Séance du 10 février 1958.
(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1193 et 1353; 246, 1958, p. 200.

RADIOACTIVITÉ. — *Contamination radioactive de manuscrits de Pierre et Marie Curie, relatifs aux expériences ayant suivi la découverte du radium.* Note de M. **Frédéric Joliot.**

Aux environs de 1900, à l'époque où l'on venait à peine d'observer l'action cutanée des rayons émis par le radium, les spécialistes de la radioactivité ne se rendaient pas compte des dangers des opérations sur les radioéléments et ne prenaient pratiquement pas de précautions pour s'en protéger. Les manipulations chimiques notamment étaient effectuées comme s'il s'agissait d'éléments ordinaires inactifs.

Pierre et Marie Curie avaient réussi à extraire de la pechblende environ 0,1 g de radium, quantité importante et que nous savons dangereuse à manipuler. Les documents, fiches d'expériences où furent rapportées, au laboratoire même, les expériences effectuées avec cette quantité de radium, ont été soigneusement conservés. Certains d'entre eux, durant les cinquante années qui suivirent, furent exposés à l'occasion de diverses commémorations concernant l'œuvre de ces savants. A aucun moment l'on ne songea que ces documents pouvaient être fortement contaminés par le radium manipulé au voisinage.

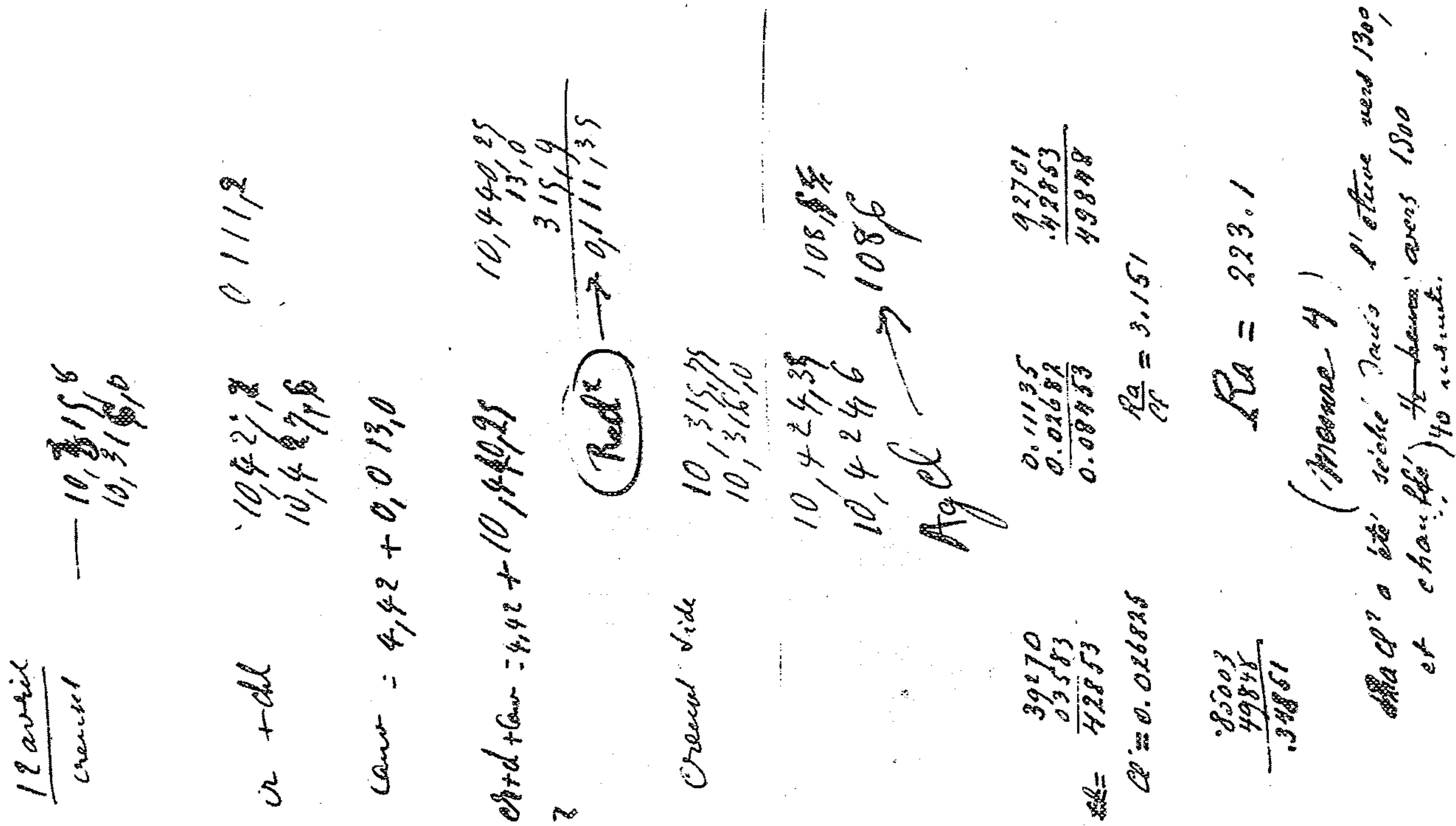


Fig. 1.

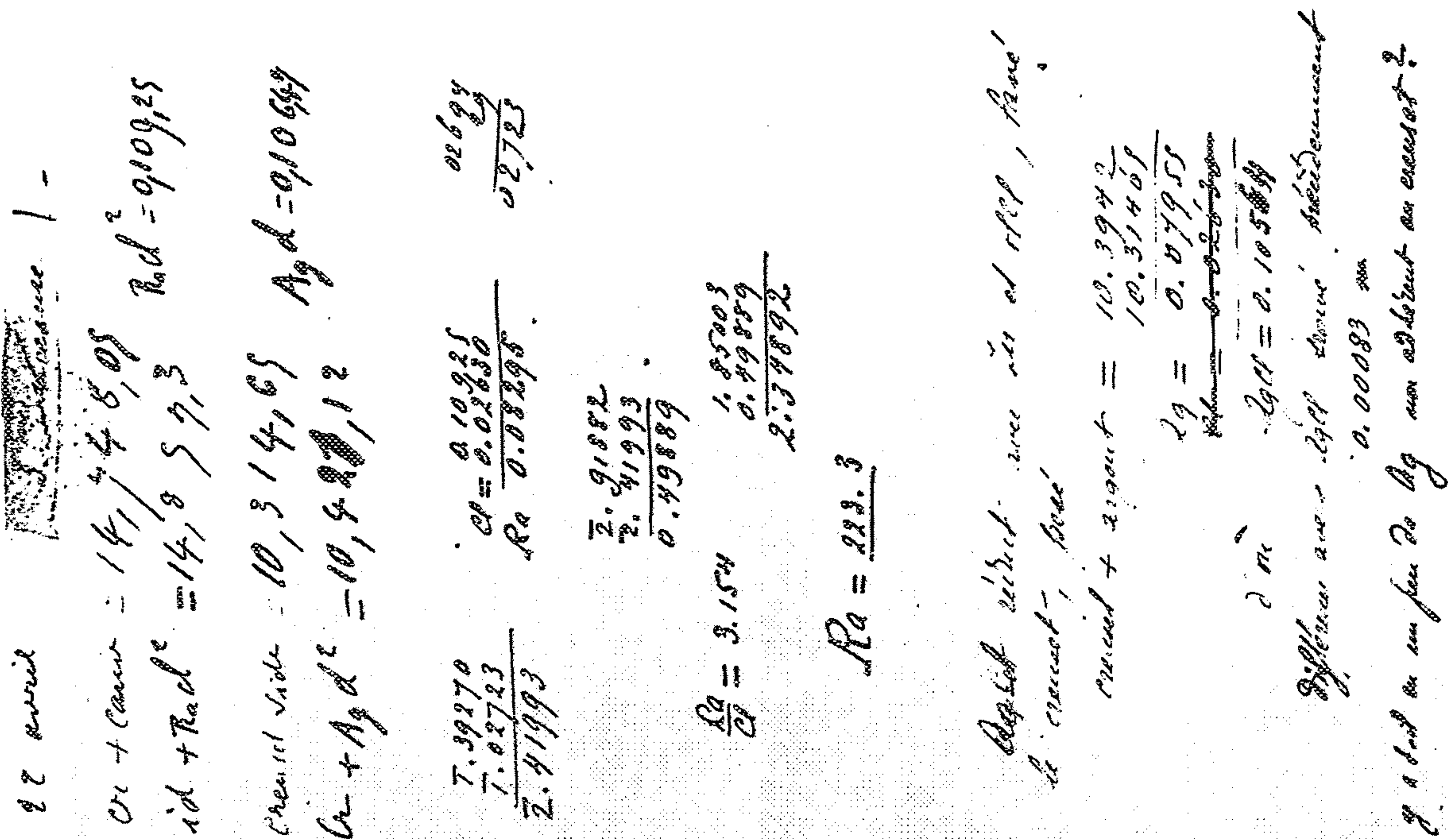


Fig. 2.

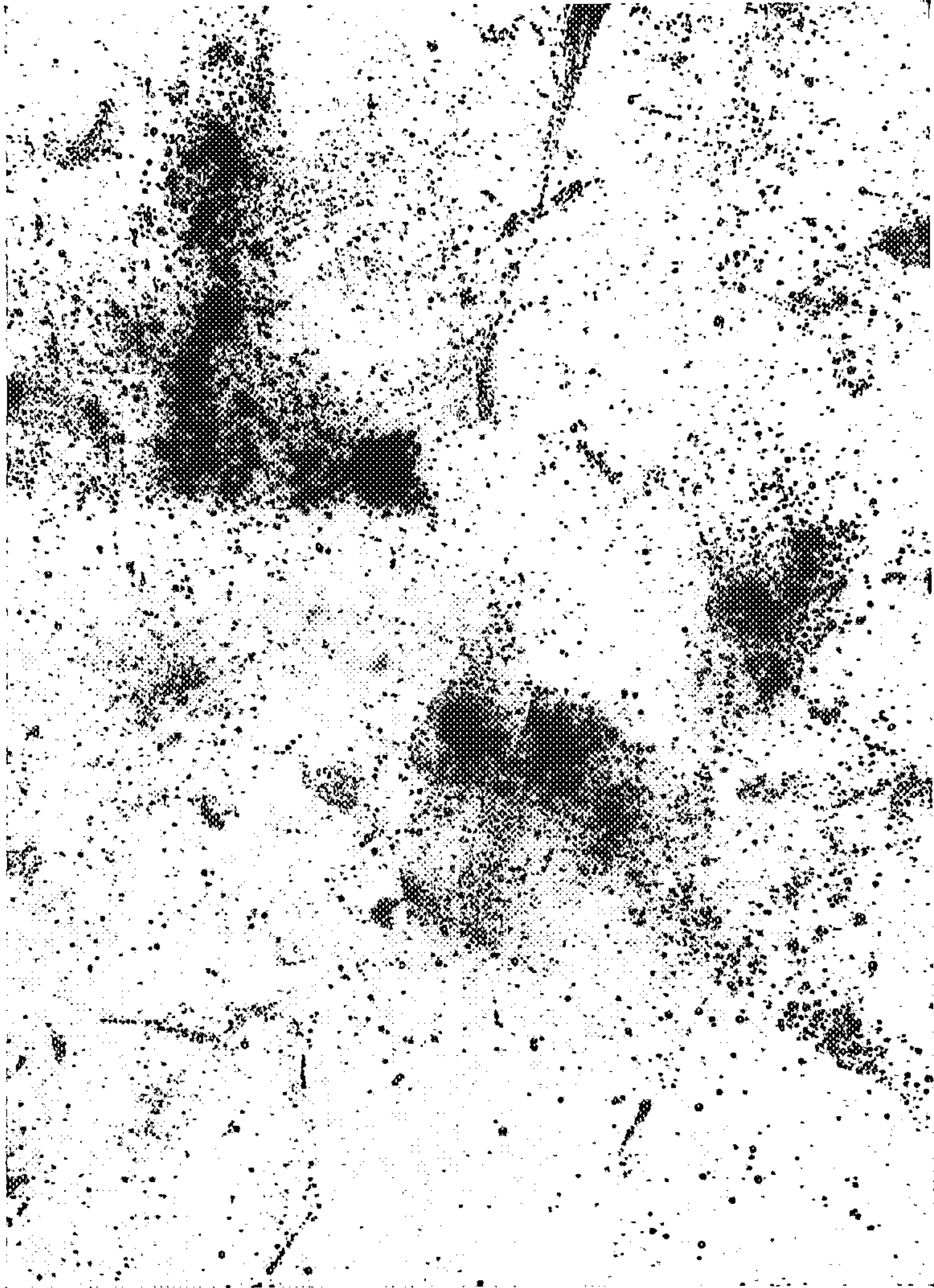


Fig. 3.



Fig. 4.

En avril 1956, chargé de choisir des documents à présenter à l'Exposition sur l'œuvre de Pierre Curie au Musée Pédagogique à Paris, j'eus l'occasion de manipuler des fiches datant de 1902, et portant, écrits par Pierre et Marie Curie, les résultats de mesures effectuées sur environ 0,1 g de Ra Cl_2, en vue de la première détermination de la masse atomique du radium (la valeur 223,3 est indiquée, la valeur actuelle est voisine de 226). J'eus le réflexe de ne pas toucher les fiches avec mes doigts, car celles-ci pouvaient porter des traces notables de radium, fixées il y avait 54 ans, lors d'expériences effectuées avec des techniques insuffisantes. Le transport d'activité, sans doute en faible quantité, sur les doigts, ne pouvait présenter de danger biologique, mais on sait qu'ensuite, au cours d'expériences, on risque de contaminer des appareils détecteurs très sensibles et de perturber les mesures.

Une mesure rapide de l'activité des fiches, dont nous reproduisons ici deux clichés (*fig.* 1 et 2), montra qu'elles étaient fortement contaminées. L'activité n'est pas uniformément répartie et se mesure pour certaine zone, placée à 5 mm de la fenêtre d'un compteur à cloche (fenêtre de 2,4 mg/cm^2; diamètre 3 cm) par 70 000 impulsions/mn.

Dans une première série d'expériences, j'ai pu montrer, d'une part, à l'aide d'un compteur à scintillation et, d'autre part, d'un compteur uniquement sensible aux rayons α, qu'il s'agissait bien de Ra, accompagné de ses dérivés.

La comparaison de l'activité de la fiche (*fig.* 1) avec un étalon de Ra Br^2, montre que cette fiche porte au total environ 0,3 μg de Ra.

Dans une deuxième série d'expériences, j'ai placé sur les faces des fiches des plaques photographiques, utilisant ainsi la méthode originale de Henri Becquerel en 1896. Les parties noires visibles sur les clichés obtenus reproduits (*fig.* 3 et 4), sont dues au grand effet photographique des rayons α et elles indiquent la distribution du sel de radium sur les fiches, et leur densité et leur surface indiquent, approximativement, l'importance de la quantité de Ra fixée.

On distingue deux sortes de traces. Les unes, de grandes surfaces très noires, montrent que des objets portant sur leur surface du sel de radium (agitateurs, pinces, récipients divers), ont été placés sur la fiche, ou que celle-ci a été pressée sur la surface des tables portant des taches contenant du sel de radium.

Sur deux fiches, on peut reconnaître des traces de doigts qui portaient eux-mêmes du Ra. Le cliché (*fig.* 4) montre en bas et à droite la trace d'un pouce; sans doute celui de Pierre ou de Marie Curie (la fiche porte les deux écritures).

Beaucoup plus tard, vers 1926, les travailleurs qui fréquentaient l'Institut du Radium purent voir, sur certains doigts de Marie Curie, notamment

le pouce et l'index, les traces profondes de destruction provoquées par les rayons.

On observe en outre une multitude de traces quasi-ponctuelles dues à la retombée, sur les fiches, de poussières ou de microgouttes liquides radioactives. Ces fiches furent sans doute placées sur la table même où étaient effectuées les opérations (ébullition des solutions de sel de radium, par exemple).

L'atmosphère au voisinage devait être polluée par ces poussières et microgouttes, qui pouvaient pénétrer dans l'organisme des opérateurs par la respiration. On peut être convaincu que l'on trouverait actuellement du radium dans leurs ossements.

Lorsque les rayons émis par les fiches pénètrent dans un compteur relié à un haut-parleur, l'activité se manifeste par une succession de top audibles. Il est émouvant d'entendre ainsi se manifester, par ces fiches, le radium même qui fut extrait et manipulé par Pierre et Marie Curie, il y a près de 60 ans.

Les spécialistes de la radioactivité se rendirent compte progressivement, au cours des années qui suivirent, qu'il était nécessaire de modifier les techniques et de se protéger contre les effets des radiations. Les progrès furent lents et l'on eut encore à déplorer des victimes.

Au laboratoire Curie de l'Institut du Radium, où l'on manipulait d'importantes quantités de radioéléments naturels, on peut dire, à quelques exceptions près, que les progrès dans les techniques chimiques furent assez rapides. On peut en prendre pour témoignage l'expertise que j'ai faite récemment de documents et fiches de laboratoire correspondant à l'extraction en 1931 du radium D contenu dans deux tubes (contenant respectivement 0,5 et 1 g de sel de radium). Les opérations chimiques ont été faites successivement par Irène Curie et moi-même, en présence et sous la direction de Marie Curie. Les fiches d'expériences étaient placées dans la salle d'opération et au voisinage de la vaisselle où s'effectuaient les opérations chimiques.

Les opérations portaient sur des quantités de Ra de 5 à 10 fois plus grandes que celles que manipulaient Pierre et Marie Curie et cependant l'activité des fiches de 1931 est environ 10 fois moins élevée que celle des fiches auxquelles je me suis référé au début de cette Note. Des précautions avaient été prises pour opérer chaque fois que cela était possible dans des hottes protégeant le voisinage des poussières et microgouttes radioactives. Il faut remarquer toutefois que la protection contre les rayonnements émis par les grandes quantités de radium était encore insuffisante. On sait, depuis, que de très grands progrès ont été réalisés, surtout dès la mise en fonctionnement des réacteurs nucléaires.

Les opérations chimiques sur les grandes quantités de radioéléments

artificiels, que l'on sait actuellement produire, sont effectuées à distance et les mesures de protection contre les effets des rayonnements mettent actuellement, de façon efficace, les opérateurs à l'abri des dangers.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale à l'Académie que le Tome 243 (juillet-décembre 1956) des *Comptes rendus* est en distribution au Secrétariat.

M. **Henri Besairie** adresse en hommage à l'Académie la *Carte Tectonique de Madagascar, au* 1/2 500 000e.

DÉSIGNATIONS.

M. **Henri Humbert** est désigné pour représenter l'Académie au *IIIe Congrès Sud Américain de Botanique*, qui se tiendra à Lima (Pérou), du 11 au 18 mai prochain.

M. **Antoine Lacassagne** est désigné pour représenter l'Académie au *Symposium sur les effets nocifs de faibles doses de Radiation*, qui se tiendra à Lausanne, du 27 au 29 mars 1958.

CORRESPONDANCE.

MM. **Pierre Ailleret** et **André Léauté** prient l'Académie de bien vouloir les compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section des Applications de la science à l'industrie, par la mort de M. *Robert Esnault-Pelterie*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance.

1° Institut international de Statistique, 31e Session (Bruxelles). *Bulletin d'information* n° 1;

2° *Auguste Pomel, démocrate et savant* (1821-1898), par Rolland Villot;

3° Danish atomic energy Commission. *Report on the activities;*

4° Science Council of Japan (Tokyo). 1° *Proceedings of the Symposium on Safety of Structures;* 2° *Proceedings of the Symposium on Prestressed concrete and Composite Beams.*

Il signale également trois fascicules multicopiés :

1° *Rapport du XVIe Congrès international de Chimie pure et appliquée*, tenu à Paris du 18 au 24 juillet 1957 (extraits);

2° Cours du Conservatoire National des Arts et Métiers. *Leçons sur les plastiques*. Livre I, *Matériaux de la plastochimie et de la plasturgie*, par PIERRE DUBOIS;

3° La Forêt privée. *Bulletin trimestriel au service des Amis de la Forêt*, par CHARLES CHAVET;

GÉOMÉTRIE. — *Espaces homogènes symétriques harmoniques*. Note de M. **ANDRÉ-CLAUDE ALLAMIGEON**, présentée par M. Joseph Pérès.

Si un espace homogène symétrique G/H est harmonique, ou bien il est simplement harmonique, ou bien le groupe G est semi-simple. Le deuxième cas a été étudié dans une Note précédente; dans le premier cas, on se ramène aux espaces à groupe nilpotent.

1. Soit G/H un espace homogène symétrique; soit $\mathfrak{g}$ (resp. $\mathfrak{h}$) l'algèbre de Lie de G (resp. H); $\mathfrak{h}$ est le sous-espace des points fixes d'un automorphisme involutif σ de $\mathfrak{g}$; $\mathfrak{m}$ désignera le sous-espace propre de σ correspondant à la valeur propre —1. Une métrique invariante sur G/H sera définie par la donnée sur $\mathfrak{m}$ d'une forme quadratique B non dégénérée invariante par ad(H). Pour que G/H soit harmonique relativement à cette métrique, il faut et il suffit (1) que, pour tout $X \in \mathfrak{m}$, les valeurs propres $\alpha_i(X)$ de Ad(X) soient de la forme

$$(1) \qquad \alpha_i(X) = k_i\sqrt{B(X, X)} \qquad (k_i = \text{Cte});$$

pour que l'espace soit simplement harmonique, il faut et il suffit que pour tout $X \in \mathfrak{m}$, Ad(X) soit nilpotent.

Désignons par B_0 la restriction à $\mathfrak{m}$ de la forme de Killing de $\mathfrak{g}$; si l'espace est harmonique, B_0 est proportionnelle à B, donc est soit identiquement nulle, soit non dégénérée.

LEMME 1. — *Soit un espace homogène* G/H *symétrique tel que* B_0 *soit identiquement nulle; alors le radical* $\mathfrak{r}$ *de* $\mathfrak{g}$ *contient* $\mathfrak{m}$.

En effet, $\mathfrak{h}$ et $\mathfrak{m}$ sont orthogonaux relativement à la forme de Killing, donc $\mathfrak{m}$ est dans l'orthogonal de $\mathfrak{g}$, donc dans $\mathfrak{r}$ d'après le critère de Cartan.

LEMME 2. — *Soit un espace homogène symétrique* G/H *à groupe effectif, tel que* B_0 *soit non dégénérée; alors* G *est semi-simple* (2).

Nous savons en effet qu'il existe *une décomposition de Levi-Malcev*, $\mathfrak{g} = \mathfrak{r} + \mathfrak{s}$, *invariante par* σ (3); $\mathfrak{r}$ étant l'orthogonal de $[\mathfrak{g}, \mathfrak{g}]$,

$$B_0(\mathfrak{r} \cap \mathfrak{m}, [\mathfrak{g}, \mathfrak{g}] \cap \mathfrak{m}) = \{0\};$$

or on voit facilement que

$$[\mathfrak{g}, \mathfrak{g}] \cap \mathfrak{m} = [\mathfrak{g}, \mathfrak{r}] \cap \mathfrak{m} + \mathfrak{s} \cap \mathfrak{m} \qquad \text{(somme directe)},$$

et comme $\mathfrak{m} = \mathfrak{m} \cap \mathfrak{r} + \mathfrak{m} \cap \mathfrak{s}$ et que B_0 est non dégénérée, on en déduit :

$$[\mathfrak{g}, \mathfrak{r}] \cap \mathfrak{m} = \{o\}.$$

$[\mathfrak{g}, \mathfrak{r}]$ étant invariant par σ, on a donc $[\mathfrak{g}, \mathfrak{r}] \subset \mathfrak{h}$; et comme c'est un idéal de $\mathfrak{g}$, $[\mathfrak{g}, \mathfrak{r}] = \{o\}$. La non-dégénérescence de B_0 entraîne alors $\mathfrak{r} \cap \mathfrak{m} = \{o\}$; donc $\mathfrak{r} \subset \mathfrak{h}$, mais c'est un idéal de $\mathfrak{g}$, d'où $\mathfrak{r} = \{o\}$. C. Q. F. D.

2. Supposons G/H harmonique ; le cas où G est semi-simple a été étudié dans ([4]); s'il n'en est pas ainsi, on doit avoir $\mathfrak{m} \subset \mathfrak{r}$. Or, sur $\mathfrak{r}$, les racines de $\mathfrak{g}$ sont des formes linéaires ; comme B est non dégénérée et si $\dim(\mathfrak{m}) > 1$, la condition (1) entraîne que $k_i = 0$.

THÉORÈME 1. — *Si l'espace homogène symétrique* G/H *est harmonique relativement à une métrique invariante par* G, *alors, ou bien il est simplement harmonique, ou bien* G *est semi-simple.*

Supposons donc l'espace simplement harmonique ; on a

$$\mathfrak{m} \subset \mathfrak{r} \qquad \text{donc} \qquad \mathfrak{m} + [\mathfrak{m}, \mathfrak{m}] \subset \mathfrak{r}.$$

On vérifié aisément que $\mathfrak{m} + [\mathfrak{m}, \mathfrak{m}]$ est un idéal de $\mathfrak{g}$; démontrons qu'il est nilpotent :

a. Si $X \in \mathfrak{m}$, par hypothèse Ad(X) est nilpotent.

b. Soit $X \in [\mathfrak{m}, \mathfrak{m}]$; $[\mathfrak{m}, \mathfrak{m}] \subset [\mathfrak{r}, \mathfrak{r}]$, idéal nilpotent de $\mathfrak{r}$: donc il existe n tel que, quel que soit $Z \in \mathfrak{r}$, $\mathrm{Ad}(X)^n[X, Z] = 0$, c'est-à-dire, $\mathrm{Ad}(X)^{n+1} Z = 0$; *a fortiori*, Ad(X) est nilpotent sur $\mathfrak{m} + [\mathfrak{m}, \mathfrak{m}]$.

Inversement, si $\mathfrak{m}$ est contenu dans idéal nilpotent, pour tout $X \in \mathfrak{m}$, Ad(X) *est nilpotent sur* $\mathfrak{g}$, et G/H est simplement harmonique.

THÉORÈME 2. — *Pour qu'un espace homogène symétrique* G/H *muni d'une métrique invariante par* G, *soit simplement harmonique, il faut et il suffit que* $\mathfrak{m}$ *soit dans le plus grand idéal nilpotent de* $\mathfrak{g}$.

Remarquons, d'après les résultats obtenus ici et dans ([4]), que la propriété, pour un espace homogène symétrique, d'être harmonique ne dépend pas du choix de la métrique invariante; plus précisément elle ne dépend que de la structure d'espace affine symétrique définie par la connection affine canonique de G/H.

(1) ALLAMIGEON, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 121. Dans cette Note, j'avais commis l'erreur de supposer $B = B_0$; les résultats obtenus sont cependant valables sous la forme exprimée ici.

(2) Ce lemme a déjà été démontré par A. Lichnerowicz.

(3) G. D. MOSTOW, *Amer. J. Math.*, 78, 1956, p. 200-221 (corollaire 5-2, p. 214).

(4) ALLAMIGEON, *loc. cit.*

CALCUL ÉLECTRONIQUE. — *Résolution des problèmes de statistique à l'aide des nombres premiers.* Note de M. **Samuel Sabliet**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le nombre et la complexité des problèmes de statistique n'ont cessé de croître, surtout depuis l'apparition de la carte perforée et principalement des gros calculateurs électroniques tels que les ordinateurs. La grande rapidité de calcul des ordinateurs, leur logique interne et leur nombre élevé de mémoires « adressables », leur permettent de résoudre facilement de tels problèmes.

Ces problèmes de statistique peuvent se décomposer en deux parties :

1° Détermination et comptage des combinaisons d'observations;

2° Interprétation des résultats.

Nous nous proposons de n'examiner ici que la première partie qui est celle présentant le plus de difficultés pratiques.

1. *Principes de base de résolution.* — Les résultats des observations diverses sont codés et transformés en cartes perforées, une carte représentant un ensemble d'événements déterminés. A chaque observation est affectée une ou plusieurs des colonnes de la carte et le poids de l'observation est un nombre qu'on perfore dans les colonnes. Ainsi à l'observation m sera affectée la colonne c ($1 \leqq c \leqq 80$), son poids sera p ($0 \leqq p \leqq 9$) dans le cas où p peut être $p > 9$, on lui affectera deux colonnes ou plus.

Un problème étant posé, le nombre et la forme des combinaisons est connu; il est donc très facile d'affecter à chaque combinaison une des mémoires adressables de l'ordinateur qui, après avoir déterminé une combinaison, ajoutera 1 à la mémoire correspondante. Ainsi lorsque toutes les cartes auront été lues et examinées, la somme du contenu des mémoires de comptage sera égale à la somme totale des cas.

2. *Modes de codification.* — Le poids des observations est en général un nombre (les lettres peuvent être employées, mais l'interprétation est alors moins souple qu'avec les chiffres). Les nombres peuvent être quelconques, cependant nous nous proposons de démontrer l'avantage que présente dans certains cas l'emploi des nombres premiers. A titre d'exemple nous citerons les codifications employées pour les statistiques d'accidents de la circulation.

Une ou plusieurs cartes sont créées par accident et dans ces cartes nous pourrions avoir les affectations suivantes :

a. Heure de l'accident : colonnes 9-10;

b. Département : colonnes 15-16

(les poids des observations sont ici les heures mêmes et le numéro du département);

c. Type de la route : colonne 21.

	Poids.
Autoroute	1
Route nationale	2
Chemin départemental	3

Ainsi les accidents survenus sur les routes nationales du département de Seine-et-Oise, entre 12 et 13 h, seront obtenus immédiatement par la machine en examinant les colonnes 9-10, 15-16 et 21. Si nous indiquons dans le programme que la combinaison désirée correspond à la mémoire 1705 par exemple, chaque fois que la machine rencontrera :

Col. 15-16	78
Col. 21	2
Col. 9-10	12

elle appellera la mémoire 1705, ajoutera 1 à son contenu et renverra le résultat en 1705. Après le passage de toutes les cartes, il suffira de consulter la mémoire 1705 et le nombre qu'elle contiendra sera celui des accidents recherchés.

3. *Intervention des nombres premiers.* — Nous voyons déjà apparaître dans cet exemple les difficultés de détermination des mémoires. En effet, s'il est très simple de n'examiner qu'un seul cas particulier par carte, le problème se complique considérablement lorsqu'il s'agit de ventiler toutes les combinaisons possibles. C'est là qu'interviennent avec succès les nombres premiers qui, n'étant divisibles que par eux-mêmes, donnent par multiplication entre eux un nombre qui ne peut être obtenu qu'une fois et une seule.

En effet, si nous considérons des nombres premiers : a, b, c, d, ..., n, les produits quels qu'ils soient de plusieurs de ces nombres : ab, bc, cd, abc, acd, bcd, sont tels qu'ils ne peuvent être obtenus qu'une seule fois, en aucun cas, un produit abc ne sera égal au produit pn ou $ijkl$.

Considérons donc maintenant les codifications suivantes établies à l'aide des nombres premiers :

Soit l'examen des collisions entre deux véhicules A et B.

Au véhicule A pourraient être affectées les colonnes 62-63; au véhicule B pourraient être affectées les colonnes 64-65 avec les poids suivants :

Voiture de tourisme	11
Camionnette	13
Camions	17
Autobus	19
Bicyclette	29
Etc.	

Si nous voulons ventiler toutes les collisions possibles entre les deux

véhicules A et B, il suffira, pour chaque carte, de multiplier le contenu des colonnes 62-63 par celui des colonnes 64-65, de consulter une table de référence et nous obtiendrons de suite et sans risque d'erreur l'adresse de la mémoire correspondant à la collision. Ainsi :

$$11 \times 11 = 121, \qquad 121 \to 1300,$$
$$11 \times 13 = 143, \qquad 143 \to 1301,$$
$$13 \times 11 = 143, \qquad 143 \to 1301,$$
$$11 \times 29 = 319, \qquad 319 \to 1305.$$

Nous réduisons une table à 2 n^2 termes et 2 entrées en une table à n^2 termes et entrée unique. De plus la supériorité des nombres premiers est encore plus grande lorsqu'il s'agit de rechercher une combinaison prépondérante parmi plusieurs possibles.

Nous désirons par exemple isoler tous les accidents dans lesquels sont impliqués des bicyclettes, ceci dans le but d'une étude particulière. Le code caractérisant une bicyclette est : 29.

Opérons le produit

$$P = (\text{col. } 62\text{-}63)(\text{col. } 64\text{-}65),$$

et la division

$$\frac{P}{29} = a + \text{Reste},$$

$$\text{on élimine} \leftarrow \text{non} \text{ —— } R = 0\,? \text{ —— } \text{oui} \rightarrow \text{il y a un cycle.}$$

Ainsi, une seule multiplication au départ nous permet de tester toutes les combinaisons voulues et de rechercher les combinaisons prépondérantes par une simple division et ceci sans aucun risque d'erreurs.

4. *Conclusion.* — Remarquons que nous n'avons cité ci-dessus que des exemples simples de combinaison avec deux observations seulement, mais le principe demeure et présente un intérêt d'autant plus grand que le nombre des opérations est plus grand. En effet, alors qu'avec des nombres ordinaires, les difficultés d'analyse et de contrôle croissent en fonction du nombre d'observations et du nombre de poids, notre méthode conduit à un volume d'opérations qui demeure constant si complexe que soit le problème.

La mise en œuvre est d'autant plus intéressante qu'elle fait intervenir des machines pour lesquelles les temps de multiplication, de test, de division sont de l'ordre de la milliseconde et qui, en plus, lisent directement les données sur bandes magnétiques, ce qui accélère la vitesse d'exécution.

Avec de telles machines l'emploi des nombres premiers pour la résolution des problèmes de statistique est indiscutable, car il apporte la facilité de programmation, la sécurité absolue en éliminant toutes les coïncidences éventuelles et une augmentation très importante de la rapidité de calcul.

ASTRONOMIE INSTRUMENTALE. — *Extension de certaines techniques d'observation aux télescopes de grands diamètres.* Note de Mlle **Marguerite Chopinet**, MM. **Georges Courtès** et **Charles Fehrenbach**, présentée par M. André Danjon.

Caractéristiques d'un instrument destiné au télescope de 193 cm de l'Observatoire de Haute-Provence et permettant d'utiliser toute l'étendue des faisceaux issus du télescope pour y introduire commodément les instruments d'optique les plus variés et' en particulier, le prisme objectif à champ normal.

Les résultats obtenus avec les prismes objectifs de 16 et 40 cm de diamètre (1) ont confirmé l'intérêt qu'il y a à utiliser des objectifs d'un diamètre encore supérieur et si possible les grands télescopes eux-mêmes. Les plus grands télescopes de Schmidt ne pouvant que très difficilement dépasser 1 m d'ouverture, G. Courtès (2), (3) et J. Ring (4) ont imaginé des dispositifs qui, placés au foyer des grands télescopes classiques, permettent d'en augmenter le rapport d'ouverture tout en conservant les avantages des appareils à faisceaux peu inclinés dans un champ suffisamment étendu, de l'ordre de 1°. Ces dispositifs sont particulièrement adaptés à l'emploi rationnel des filtres interférentiels et ont donné des résultats comparables à ceux des plus grands télescopes de Schmidt [photographie de noyaux d'émission dans les galaxies et photographie de la matière intergalactique (5), (3)].

Des appareils analogues, mais formant des faisceaux de rayons parallèles sur une partie du trajet de la lumière ont été utilisés dès 1911 par Fabry, Buisson et Bourget et depuis 1951 par G. Courtès pour l'application des techniques interférentielles à l'étude des nébuleuses gazeuses faibles. Bien que tous ces appareils aient été décrits plusieurs fois dans la littérature (6), (7), ils semblent avoir été peu remarqués et A. B. Meinel a publié récemment la description d'un instrument basé sur le même principe pour l'équipement du télescope de Mac Donald (8).

La meilleure correction des aberrations est obtenue avec un collimateur du type anastigmat (3), (9). La pupille de sortie est suffisamment éloignée du collimateur (dans notre instrument 70 mm) et permet d'utiliser en faisceaux parallèles, des appareils très variés : filtres, interféromètres, polariseurs, prismes, réseaux, etc. Le plan focal du télescope est aussi facilement accessible et peut recevoir des réticules et des fentes; on peut constituer ainsi des spectrographes à grand champ.

L'application que nous envisageons ici est celle du prisme objectif à champ normal de Fehrenbach.

Caractéristiques des prismes.

	Diamètre (mm).	Épaisseur (mm).	Longueur d'onde normale (non déviée) (Å).	Verres (Parra-Mantois).
Prisme I	108	30	4 070	C 1137 et 2157
Prisme II	108	108	4 200	C 1137 et 2060

Les deux prismes choisis sont du type à deux éléments comme notre nouveau prisme de 40 cm de diamètre; leurs faibles dimensions permettent de les coller au baume pour limiter les pertes de lumière. Nous disposons de chambres variées, notamment de 250 et 500 mm de distance focale.

L'un de nous a fait en décembre 1955 un essai préliminaire sur le télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute-Provence. Le prisme II placé directement dans le faisceau du télescope a confirmé la haute luminosité qu'on peut attendre d'un tel dispositif. Nous avons atteint la magnitude 13 en 5 m de pose sur des plaques Kodak II *a* 0 (dispersion 120 Å/mm vers 4 000 Å, correspondant à la chambre de 500 mm).

Les recherches effectuées avec cet appareil seront consacrées principalement :

1° à l'extension de la classification spectrale;

2° la recherche des étoiles particulières;

3° la spectrographie et la spectrophotométrie des Galaxies proches;

4° la détermination des vitesses radiales des Galaxies lointaines.

(1) Ch. Fehrenbach, *Symposium de Manchester*, 1955, *Astronomical Optics*, p. 371.
(2) G. Courtès, *Publ. Obs. Haute-Provence*, 2, n° 19, 1951, p. 3.
(3) G. Courtès, *Astronomical Optics*, 1955, p. 195.
(4) J. Ring, *Astronomical Optics*, 1955, p. 381.
(5) G. Courtès, *Publ. Obs. Haute-Provence*, 2, n° 34, 1952.
(6) O. Struve, *Sky and Telescope*, janvier 1955.
(7) L. H. Aller, *Gaseous Nebulæ*, p. 17, Chapman et Hall, éd.
(8) A. B. Meinel, *Astr. phys. J.*, 124, 1956, p. 652.
(9) J. Ring, *Colloque International de Spectrographie interférentielle de Bellevue* (France), 1957 (sous presse).

(*Observatoire de Haute Provence.*)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur le champ du neutrino à deux composantes.* Note (*) de M. **Takehiko Takabayasi**, présentée par M. Louis de Broglie.

La structure du champ du neutrino à deux composantes est étudiée d'un nouveau point de vue, conduisant à la manifestation de nouvelles propriétés symétriques et de nouvelles lois de conservations du champ.

1. Le neutrino à deux états est décrit par un spineur à deux composantes,

satisfaisant à l'équation d'onde [1]

(1) $$\partial_0 \varphi + \sigma_k \partial_k \varphi = 0 \qquad \left(\partial_0 = \frac{\partial}{\partial x_0},\ x_0 = ct\right).$$

Pour faire manifester la structure réelle du champ, nous introduisons d'abord le quadrivecteur S_μ par [2]

(2) $$S_k = \varphi^\dagger \sigma_k \varphi, \qquad S_4 = i\varphi^\dagger \varphi,$$

qui a les propriétés

(3) $$S_0 \equiv S_4/i = \varphi^\dagger \varphi \geqq 0,$$

(4) $$S_\mu^2 = 0.$$

De plus S_μ satisfait à

(5) $$\partial_\mu S_\mu = 0.$$

En vertu de (3) et (5), S_0 peut se considérer comme la densité de nombre des particules distribuées dans l'espace, et chacune de ces particules est supposée comme se mouvant avec la vitesse $v_k = cS_k/S_0$. La relation (4) s'exprime alors $\vec{v}^2 = c^2$, ce qui indique que chacune des particules distribuées dans l'espace est toujours en mouvement avec la vitesse de la lumière (en général, pourtant, en trajectoire curviligne).

On peut ainsi supposer un ensemble continu des particules de masse propre nulle, c'est-à-dire un fluide relativiste sans masse propre, comme l'image du champ du neutrino.

2. Ensuite, nous introduisons le spineur φ^Γ qui est « conjugué de hélicité » à φ, par

(6) $$\varphi^\Gamma = \Gamma \varphi^*,$$

Γ étant la matrice définie par ses propriétés [3]

(7) $$\Gamma^\dagger \Gamma = 1, \qquad \Gamma^T = -\Gamma, \qquad \sigma_k^T = -\Gamma^{-1}\sigma_k \Gamma.$$

Formons maintenant le vecteur complexe (à trois dimensions)

(8) $$\xi_k = (\varphi^\Gamma)^\dagger \sigma_k \varphi,$$

et séparons-le en sa partie réelle et sa partie imaginaire : $\xi_k = \beta_k^1 + i\beta_k^2$.

On peut alors vérifier que β_k^1, β_k^2 et $S_k \equiv \beta_k^3$ sont des vecteurs réels (à trois dimensions) orthogonaux l'un à l'autre et de la même longueur S_0. Il est commode d'employer des vecteurs unitaires b_k^r, $(r = 1, 2, 3)$, définis par

$$b_k^r = \frac{\beta_k^r}{S_0}, \qquad (r = 1, 2, 3).$$

Ils satisfont aux

(9) $$b_k^r b_k^s = \delta_{rs}, \qquad b_i^s b_k^s = \delta_{ik},$$

formant un système de référence orthogonal à trois dimensions à chaque point de l'espace.

On peut démontrer ([4]) que le spineur original φ peut se représenter d'une façon équivalente par l'ensemble des quantités

$$\{S_0, b_k^r\}. \tag{10}$$

Les variables $\{b_k^1, b_k^2\}$ servent seulement à spécifier l'orientation de rotation dans le plan normal à $\vec{v}$. On peut ainsi considérer chaque particule qui compose le fluide comme un très petit disque, qui se déplace avec la vitesse de la lumière toujours dans la direction normale au plan du disque, et qui tourne avec une certaine vitesse angulaire telle qui est dérivable de $\{b_k^r\}$.

3. Nous pouvons établir que le contenu de l'équation d'onde (1) est représenté en terme de nos variables de base (10), par les quatre équations réelles du mouvement suivantes :

$$\partial_0 S_0 + \partial_k(S_0 b_k^3) = 0, \tag{5}$$

$$S_0 b_k^3 \partial_0 b_k^r - \partial_k(S_0 b_k^r) = 0 \qquad (r = 1, 2), \tag{11}$$

$$b_k^1 \partial_0 b_k^2 = -(1/2)\, \varepsilon_{klm} b_k^3 \partial_l b_m^s, \tag{12}$$

où ε_{klm} est le symbole alternant. Ces équations-ci sont dérivées, avec (9), de la densité de Lagrange :

$$\mathcal{L} = -(\hbar c/2)\, S_0\left(b_k^1 \partial_0 b_k^2 + \frac{1}{2}\varepsilon_{klm} b_k^s \partial_l b_m^s\right) + \lambda^{rs}(b_k^r b_k^s - \delta_{rs}),$$

$\lambda^{rs} = \lambda^{sr}$ étant des variables redondantes.

4. Maintenant considérons diverses relations qui sont dérivables des équations de base. Le tenseur énergie-impulsion du champ $T_{\mu\nu}$ est donné par

$$T_{\mu k} = -(\hbar c/2)\, S_0 b_i^s \partial_\mu b_j^s \qquad [(k, i, j) : \text{permutation paire de } (1, 2, 3)], \tag{13a}$$

$$T_{\mu 4} = i(\hbar c/2)\, S_0 b_l^1 \partial_\mu b_l^2, \tag{13b}$$

ce qui satisfait aux relations de conservation :

$$\partial_\nu T_{\mu\nu} = 0 \qquad (\partial_4 = \partial/\partial x_4,\ x_4 = ict).$$

De plus, on peut montrer que $T_{\mu\nu}$ satisfait aussi à $\partial_\mu T_{\mu\nu} = 0$, ce qui se récrit comme

$$\partial_\mu(S_0 b_i^s \partial_\mu b_j^s) = 0, \tag{14a}$$

$$\partial_\mu(S_0 b_l^1 \partial_\mu b_l^2) = 0. \tag{14b}$$

On voit que l'équation (14a) est invariante par rapport à la rotation arbitraire dans l'espace-r; c'est-à-dire la transformation

$$b_k^r \to b_k^{r\prime} = C^{rs} b_k^s, \qquad \text{avec} \quad C^{rt} C^{st} = \delta_{rs}, \tag{15}$$

où C^{rs} sont des paramètres de rotation. D'autre part on peut déduire aussi des relations, $\partial_\mu(S_0 b_k^r \partial_\mu b_k^3) = 0$, qui constituent, avec (14b), une relation générale :

$$\partial_\mu(S_0 b_k^r \partial_\mu b_k^s) = 0.$$

Celle-ci est encore *covariante sous la transformation* (15) et signifie d'autres nouvelles relations de conservations.

Ensuite nous pouvons dériver des relations

$$T_{\mu\nu} - T_{\nu\mu} = \partial_\rho \mathfrak{M}_{\mu\nu\rho}, \qquad \text{avec} \quad \mathfrak{M}_{\mu\nu\rho} = -i(\hbar c/2)\,\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} S_\sigma,$$

qui indiquent la loi de conservation de moment angulaire du champ, montrant en même temps que la densité de moment angulaire interne est donnée par

$$S_0 \Sigma_k \equiv (1/ic)\,\mathfrak{M}_{ij4} = (\hbar/2)\,S_0 b_k^2 \qquad [(k, i, j) : \text{permutation paire de } (1, 2, 3)],$$

c'est-à-dire que le spin de particule est

(16) $$\Sigma_k = (\hbar/2)\,b_k^2 = (\hbar/2c)\,v_k, \qquad \text{et donc} \quad \vec{v}.\vec{\Sigma} = +(1/2)\,\hbar c.$$

Ainsi le spin est confondu avec la vitesse $\vec{v}$. Cette simplification caractéristique est en accord avec l'image du disque pour la particule.

D'ailleurs, (16) indique que le disque tourne et se déplace *à la main droite*.

Finalement, $T_{\mu\nu}$ satisfait aussi à $T_{\mu\nu} S_\nu = 0$.

Des sujets pareils à celui de cette Note sont étudiés par M. D. Bohm et par M. J.-P. Vigier.

(1) H. WEYL, *Z. Phys.*, 56, 1929, p, 330; W. PAULI, *Handb. Phys*, 24, n° 1, 1933, p. 226. Dans cette Note, les indices romains vont de 1 à 3, tandis que les indices grecs vont de 1 à 4; on adopte la convention de sommation sur les indices répétés.

(2) Dans cette Note, * signifie le conjugué complexe, † le conjugué hermitique et ^{T} le transposé.

(3) Dans la représentation usuelle des matrices σ_k, on a $\Gamma = -i\sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$.
L'équation de mouvement à laquelle φ^Γ satisfait est $\partial_0\varphi^\Gamma - \sigma_k\partial_k\varphi^\Gamma = 0$. Ainsi qu'il est connu, le champ du neutrino à deux composantes est équivalent au champ de Majorana; ceci n'est que le spineur à quatre composantes donné par $\psi = 1/\sqrt{2}\begin{pmatrix} \varphi \\ \varphi^\Gamma \end{pmatrix}$ dans sa représentation où γ_5 est diagonal; *cf.* SERPE, *Physica*, 18, 1952, p. 295.

(4) T. TAKABAYASI et J. P. VIGIER, *Prog. Theor. Phys.*, 18, n° 6, 1957.

(*Institut Henri Poincaré.*)

SEMI-CONDUCTEURS. — *Effet de bande d'impuretés dans le Germanium dopé au Zinc, à très basse température.* Note (*) de M. **Wladimir Mercouroff**, présentée par M. Louis de Broglie.

Des échantillons de Germanium, fortement dopé au Zinc (10^{16} à 10^{17} at./cm^3), et compensés à l'antimoine, peuvent présenter à basse température une conductivité électrique et un effet Hall variable avec le champ électrique. En particulier, le signe de l'effet Hall peut changer avec le champ électrique appliqué.

Nous avons étudié la conductivité électrique et l'effet Hall dans des

échantillons de germanium dopés au zinc et compensés à l'antimoine. Le zinc est une impureté divalente présentant deux niveaux individuels situés approximativement à 3.10^{-2} eV et 6.10^{-2} eV au-dessus de la bande de valence ([1]). L'antimoine est une impureté de type N, opposé à celui du zinc.

Les concentrations de zinc utilisées sont suffisantes pour obtenir un phénomène de bande d'impuretés, par couplage entre les niveaux individuels; elles sont de l'ordre de 10^{16} atomes de zinc par centimètre cube, et les concentrations d'antimoine sont de même ordre de grandeur mais légèrement inférieures.

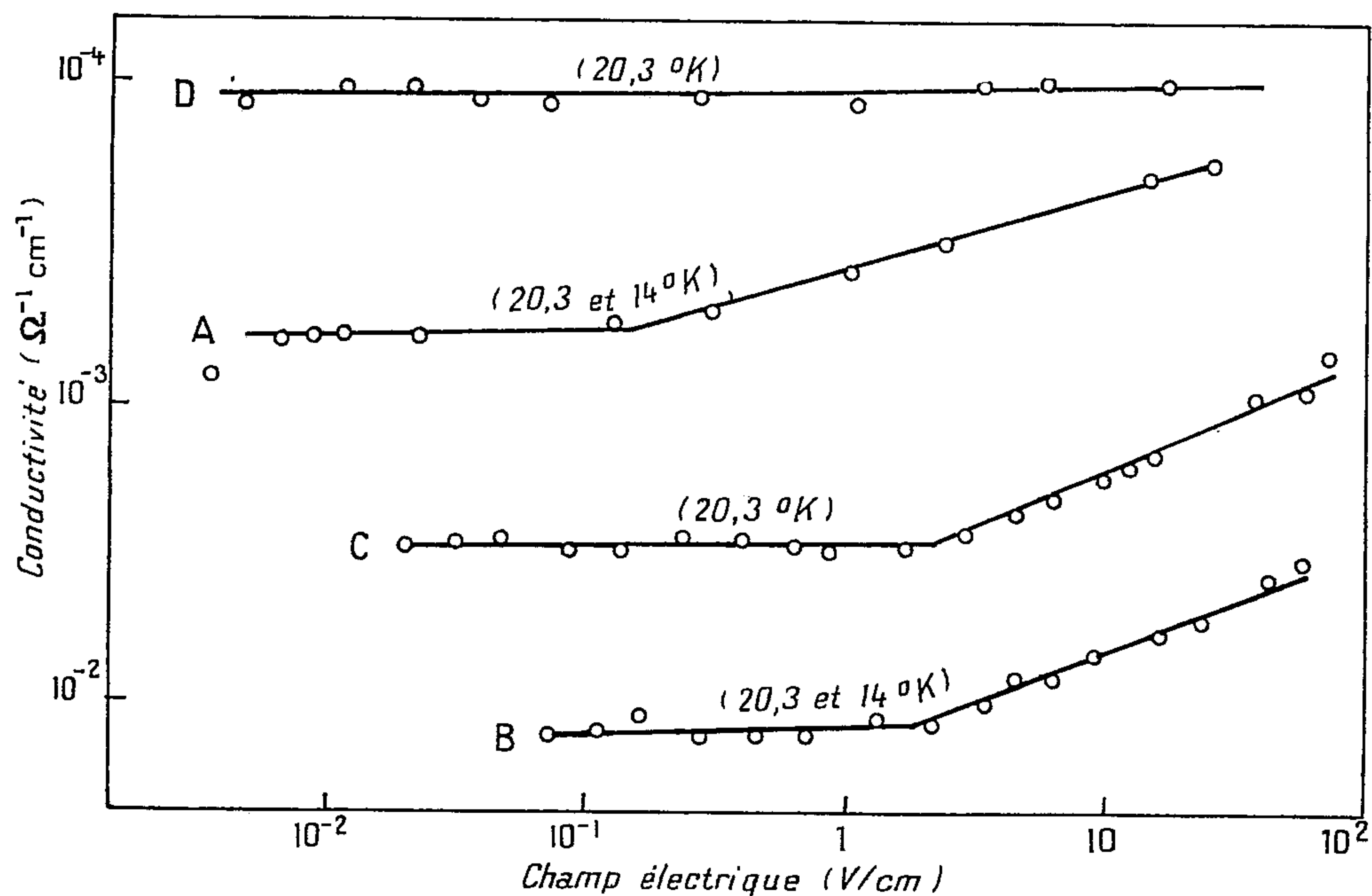


Fig. 1.

Échantillon A :	3.10^{16} at. de Zn par cm³;	5.10^{16} at. de Sb par cm³.	
« B :	2.10^{16} »	2.10^{16} »	
» C :	7.10^{15} »	7.10^{15} »	
» D :	$3,4.10^{15}$ »	$1,5.10^{15}$ »	

Les mesures d'effet Hall et de conductivité ont été faites dans toute la gamme de température depuis le point triple de l'hydrogène (14° K) jusqu'à la température ordinaire. Un comportement curieux s'est manifesté aux très basses températures et a été attribué au phénomène de bande d'impuretés :

1° *Anomalie de conductivité.* — Au-dessous d'une certaine température (20 à 30° K), la conductivité est constante avec la température (ce qui est compatible avec la bande d'impuretés), mais variable avec le champ électrique créant le courant dans l'échantillon.

La figure 1 donne les résultats pour quelques échantillons, valables pour 20,3 et 14° K. Après un palier aux faibles champs, la conductivité semble croître comme la racine carrée du champ.

2° *Anomalie d'effet Hall.* — L'effet Hall est normalement P et la valeur du coefficient de Hall ne dépend pas du courant. A basse température, ce coefficient varie avec le courant en restant indépendant du champ magnétique appliqué; il peut alors même changer de signe en devenant de type N quand le courant croît.

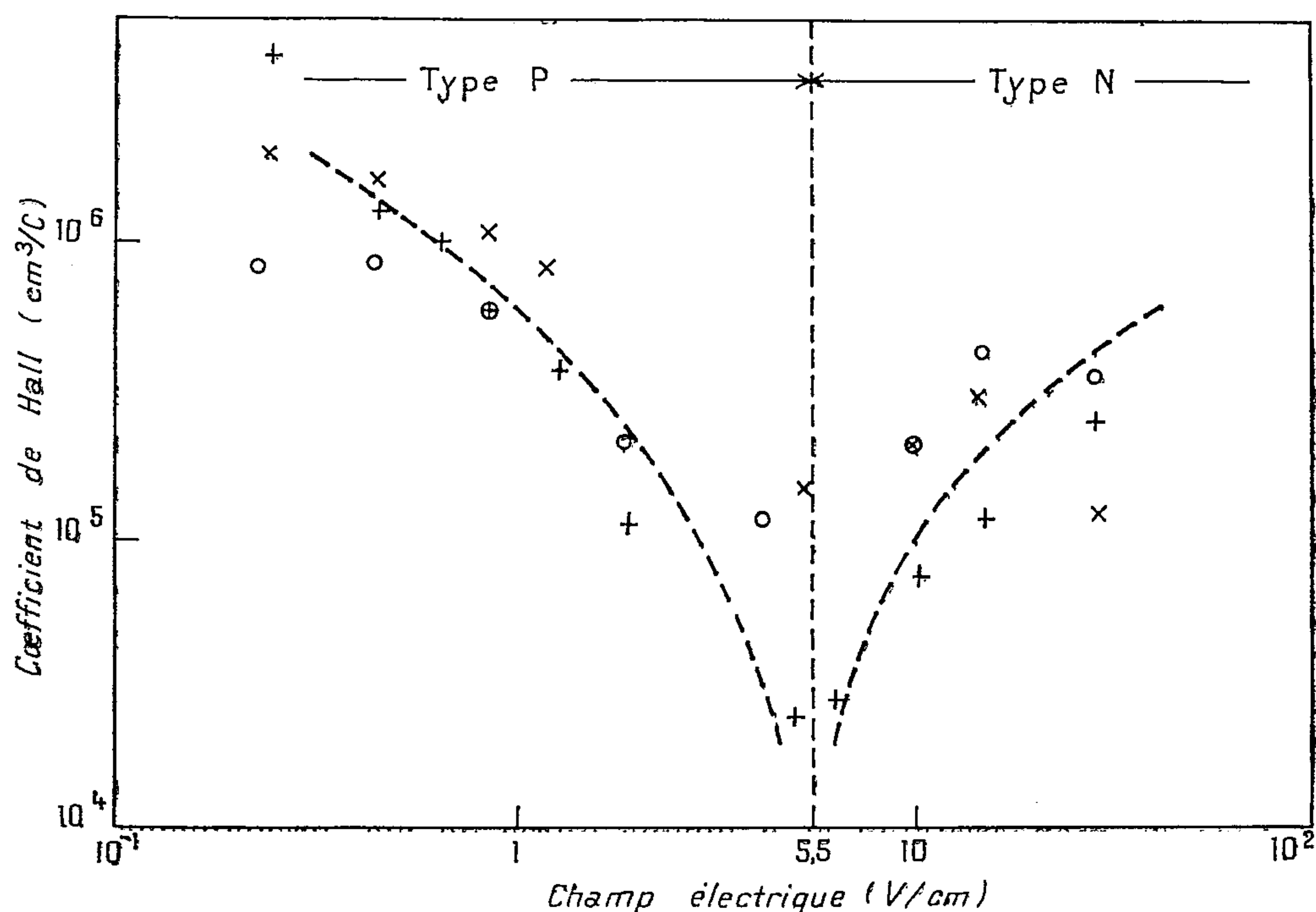


Fig. 2.
× 2 000 Oe; ○ 5 000 Oe; + 10⁴ Oe.

La figure 2 montre la variation du coefficient de Hall pour l'échantillon B, pour une température de 20,3° K.

Toutes les mesures sont faites en courant continu, avec des appareils à très fortes impédances d'entrée. Les fluctuations sont importantes et rendent les mesures difficiles.

(*) Séance du 3 février 1958.

(1) W. W. Tyler et H. M. Woodbury, *Phys. Rev.*, 102, 1956, p. 647.

SEMI-CONDUCTEURS. — *L'effet redresseur des contacts germanium-électrolyte.*
Note de (*) MM. **Georges Déjardin**, **Guy Mesnard** et **Alexandre Dolce**, transmise par M. Louis Néel.

Cet effet a été étudié à l'aide d'impulsions brèves. La superposition d'une tension continue, qui polarise le contact, entraîne d'importantes variations résultant vraisemblablement de la modification de la barrière superficielle du germanium.

On sait que l'effet redresseur des contacts germanium-métal non « formés » dépend peu de la nature du métal, mais essentiellement de la structure du germanium au voisinage de la surface. L'effet plus complexe observé avec un contact électrolytique a été étudié en appliquant une tension continue réglable à laquelle on superposait, dans l'un et l'autre sens, des impulsions d'amplitude et de largeur variables.

La tension continue (de l'ordre du volt) agit sur les propriétés du contact; les impulsions (de l'ordre d'une dizaine de volts) assez courtes (quelques microsecondes) et répétées peu souvent (afin de ne pas trop modifier le contact) permettent d'obtenir les caractéristiques courant-tension. On a examiné ainsi l'effet redresseur en laissant de côté les différences de potentiel de contact, la valeur zéro étant attribuée à la tension d'impulsion correspondant à un courant total nul. Mais on a tenu compte des chutes de tension dans le bain et dans la masse du germanium; elles étaient réduites au minimum en opérant sur un contact de faible section relative.

Nous indiquerons succinctement les résultats obtenus avec du germanium de type N, monocristallin et à longue durée de vie, préalablement poli au CP 4 [1], l'électrolyte étant une solution décinormale d'acide chlorhydrique. Sans appliquer de tension continue, on observe un effet redresseur dans le même sens qu'avec un contact germanium-métal. Il tend à disparaître sous l'action d'une tension agissant dans le sens « direct » (électrolyte positif par rapport au germanium), le courant inverse augmentant alors considérablement. Le rôle de la tension continue qui, à elle seule, ne donne naissance qu'à un courant relativement très faible, est de provoquer la « polarisation » du contact. Celle-ci n'est d'ailleurs pas instantanée et il en est de même pour sa disparition. En appliquant une impulsion assez longue dans le sens inverse normal, on peut effectivement suivre, pendant quelques dizaines de microsecondes, le rétablissement progressif du redressement, se traduisant par la diminution du courant. Des impulsions courtes laissent la polarisation inchangée et donnent la caractéristique (qui ne pourrait être déduite de mesures statiques) du contact dans un état bien déterminé.

L'effet redresseur subsiste lorsque la tension continue est appliquée

dans l'autre sens. Cependant, il varie un peu avec la tension; si celle-ci est assez élevée, le courant inverse augmente généralement. Ainsi, quand la tension de polarisation passe, par exemple, de + 1 V à — 3 V, le courant inverse diminue beaucoup, se stabilise, et enfin croît plus ou moins.

Ces variations de l'effet redresseur s'interprètent par l'intervention des ions de l'électrolyte qui, mis en mouvement par la tension continue, doivent agir sur la charge superficielle du germanium et, par suite, sur la hauteur de la barrière de potentiel. Quand on polarise dans le sens direct, les ions positifs se dirigent vers la surface du germanium et tendent à neutraliser sa charge électronique spontanée; la barrière s'affaisse et l'effet redresseur s'atténue beaucoup. Par contre, la barrière tend à s'élever si la tension continue change de sens; la densité des trous devient alors très grande dans le germanium au voisinage du contact, ce qui peut entraîner finalement une augmentation du courant inverse. L'effet des variations de la hauteur de la barrière sur le courant mesuré doit être d'autant plus accusé que le courant d'électrons l'emporte davantage sur le courant de trous. Les tensions continues appliquées dans le sens direct produisent réellement les plus fortes variations de courant, mais il est probable qu'elles ont aussi une influence plus grande sur la hauteur de la barrière. Avec les tensions inverses, l'accroissement de la densité des trous exercerait, par suite de la neutralisation des ions négatifs, une action stabilisatrice.

Les caractéristiques obtenues en régime statique, qui présentent un double changement de concavité, ont un aspect déjà indiqué par Brattain et Garrett (2), dont les expériences semblent montrer que le courant direct dépend du nombre d'électrons et le courant inverse du nombre de trous présents dans le germanium à la limite de la barrière. En effet, la polarisation du contact par une tension directe rend le courant d'électrons plus ou moins prépondérant, le contraire ayant lieu avec une tension inverse. Quant à la forme très particulière des courbes (3), elle s'expliquerait à partir des considérations suivantes :

La tension effectivement appliquée serait la résultante de la « tension d'électrode », variable avec le courant, donnée par la formule :

$$v_1 = v_0 + C\,\mathrm{Log}\left(1 + \frac{|i|}{i_0}\right)$$

(dans laquelle les constantes C et i_0 ont des valeurs différentes suivant le sens du courant, C changeant d'ailleurs de signe avec i; une zone de transition existe pour les très faibles courants) et, d'autre part, de la tension habituelle v_2 agissant alors sur une barrière qui évolue du fait de la polarisation. Sous l'action d'une tension directe, la barrière s'abaisse et, en général, v_1 est faible par rapport à v_2. Si la tension est inverse et l'effet

redresseur à peu près stabilisé, on peut admettre l'expression

$$v_2 = \frac{kT}{e}\,\mathrm{Log}\left(1 + \frac{i}{i_0}\right).$$

Les résultats relatifs à du germanium de type P peuvent s'interpréter d'une manière analogue.

(*) Séance du 10 février 1958.

(1) J. R. HAYNES et W. SHOCKLEY, *Phys. Rev.*, 81, 1950, p. 835,

(2) *Bell Syst. Techn. J.*, 34, 1955, p. 129-176.

(3) L'interprétation est, bien entendu, entièrement différente pour les caractéristiques à double changement de concavité obtenues avec des contacts germanium-métal (G. MESNARD et A. DOLCE, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 42).

MAGNÉTISME. — *Étude expérimentale de la cinétique des moments magnétiques dans le fer au-dessus du point de Curie.* Note de Mme **MAGDA ERICSON** et M. **BERNARD JACROT**, transmise par M. Louis Néel.

On étudie la cinétique des fluctuations de l'aimantation dans le fer au-dessus du point de Curie par l'analyse de la diffusion inélastique des neutrons lents. Les résultats sont en accord avec des prévisions faites par de Gennes avec un modèle de Heisenberg.

On sait qu'à la température du point de Curie et dans son voisinage il apparaît à l'intérieur d'une substance ferromagnétique de très fortes fluctuations d'aimantation (1). Les neutrons sont sensibles à ces fluctuations qui sont responsables d'une forte anomalie de diffusion (2). Van Hove (3), puis Elliott (4) et de Gennes (5) ont proposé une forme explicite de la fonction de corrélation caractérisant ces fluctuations. L'étude par la diffusion des neutrons de la partie spatiale de cette fonction a déjà donné lieu à divers travaux (6). Nous avons ici étudié l'évolution dans le temps de cette fonction de corrélation c'est-à-dire la cinétique des fluctuations.

On peut traiter l'évolution dans le temps des fluctuations d'aimantation à l'aide d'une équation de diffusion

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \Lambda \nabla^2 M,$$

où Λ est un coefficient de diffusion que nous déterminons expérimentalement.

La section efficace différentielle $d\sigma/dE$ donnant le nombre de neutrons diffusés par unité d'intervalle d'énergie a la forme

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{C}{K_1^2 + K^2}\,\frac{\Lambda K^2}{\Lambda^2 K^4 + \omega^2},$$

où C est une constante, ω le changement d'énergie des neutrons, $\vec{K}$ le change-

ment de quantité de mouvement des neutrons et K_1 le paramètre d'ordre à courte distance qui intervient dans la partie spatiale de la fonction de corrélation.

Nous avons étudié la forme spectrale des neutrons diffusés à un angle de 4° en fonction de la température d'un échantillon de fer. Le fer est du fer armco d'une épaisseur de 3,5 mm. Il reçoit un faisceau de neutrons approximativement monochromatiques d'une longueur d'onde de 4,5 Å (énergie correspondante $3 . 10^{-3}$ eV). Ces neutrons sont obtenus à partir des neutrons issus d'un canal de pile par un sélecteur mécanique [7]. La forme de la raie diffusée est analysée par une méthode de temps de vol.

L'analyse est faite de la façon suivante : on commence par déterminer K_1 à partir de l'intensité totale du spectre diffusé. En première approximation cette intensité ne dépend pas du paramètre d'inélasticité Λ, qui a pour effet de déformer la raie spectrale sans en changer l'aire. L'aire expérimentale est donc très sensiblement égale à ce qu'elle serait dans l'approximation élastique où $\Lambda = 0$. Ceci donne une détermination de K_1. La correction à apporter pour tenir compte de l'inélasticité ne dépasse pas 2 %. Connaissant ce paramètre d'espace K_1 on étudie la déformation du spectre en fonction de Λ. Cette étude conduit à de longs calculs, chaque longueur d'onde du spectre diffusé recevant une contribution de toutes les longueurs d'onde présentes dans le spectre incident. Les calculs ont été faits à l'aide d'une machine électronique. On cherche ensuite qu'elle est la valeur de Λ qui annule l'aire comprise entre la courbe expérimentale et les courbes calculées; cette aire est composée de trois parties, une partie centrale et des ailes dont on ajoute les valeurs absolues; leur somme algébrique est nulle d'après la façon dont nous avons déterminé K_1.

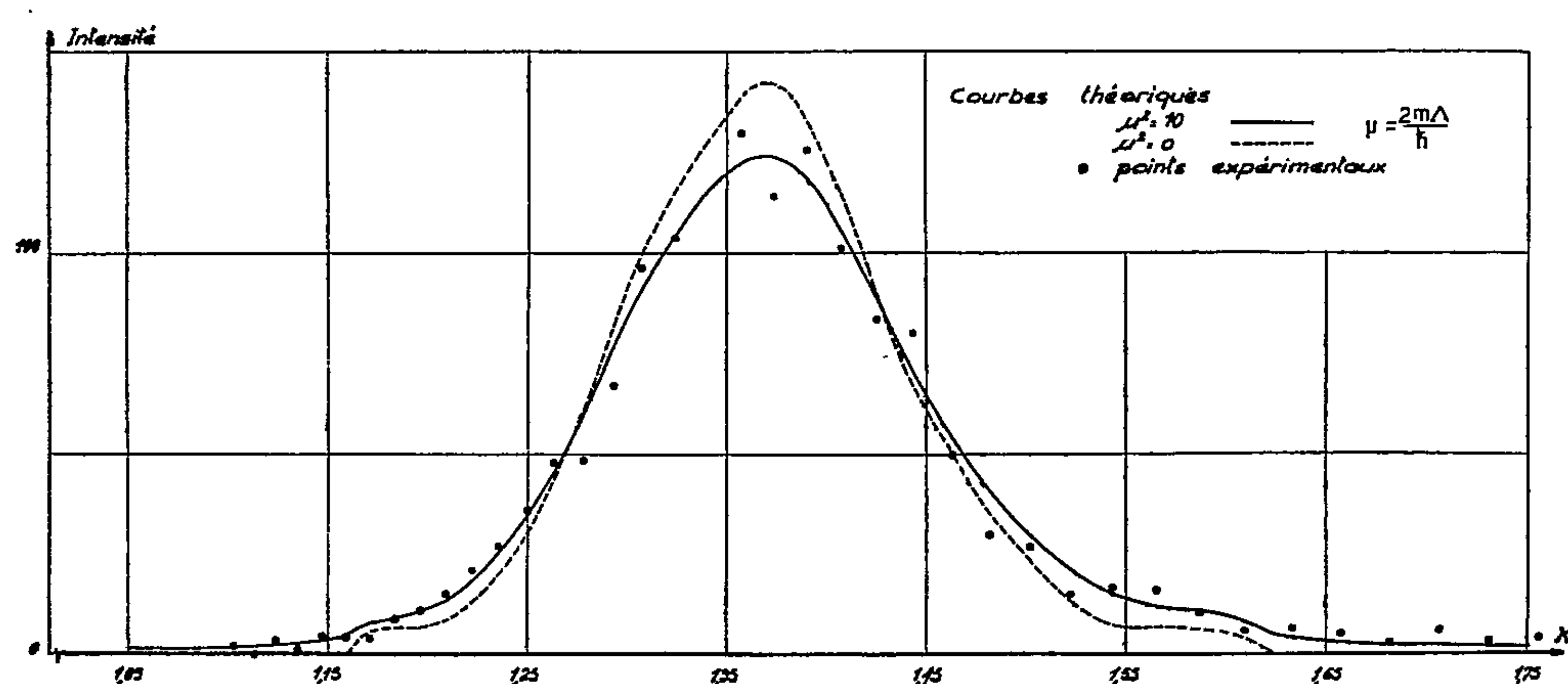


Fig. 1.

Ce travail a été fait pour les températures de 826 et 792°C. Les valeurs obtenues pour K_1 sont en excellent accord avec celles précédemment déterminées par nous. La figure 1 montre, pour la température de 826° l'accord

entre les points expérimentaux et la courbe calculée pour la valeur $2m\Lambda/\hbar = 3,1$. On montre à titre de comparaison le spectre qu'on obtiendrait si la diffusion était élastique.

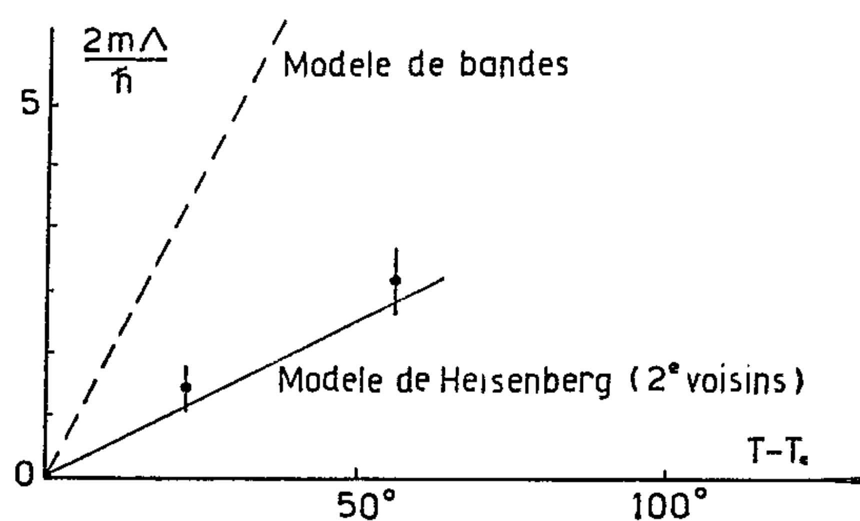


Fig. 2.

La valeur du paramètre Λ a été calculée par de Gennes ([5]) dans deux modèles : un modèle strict d'Heisenberg et un modèle de bandes. La figure 2 montre que les valeurs expérimentales sont en accord avec les estimations faites dans le modèle d'Heisenberg, à condition de prendre des interactions magnétiques entre seconds voisins.

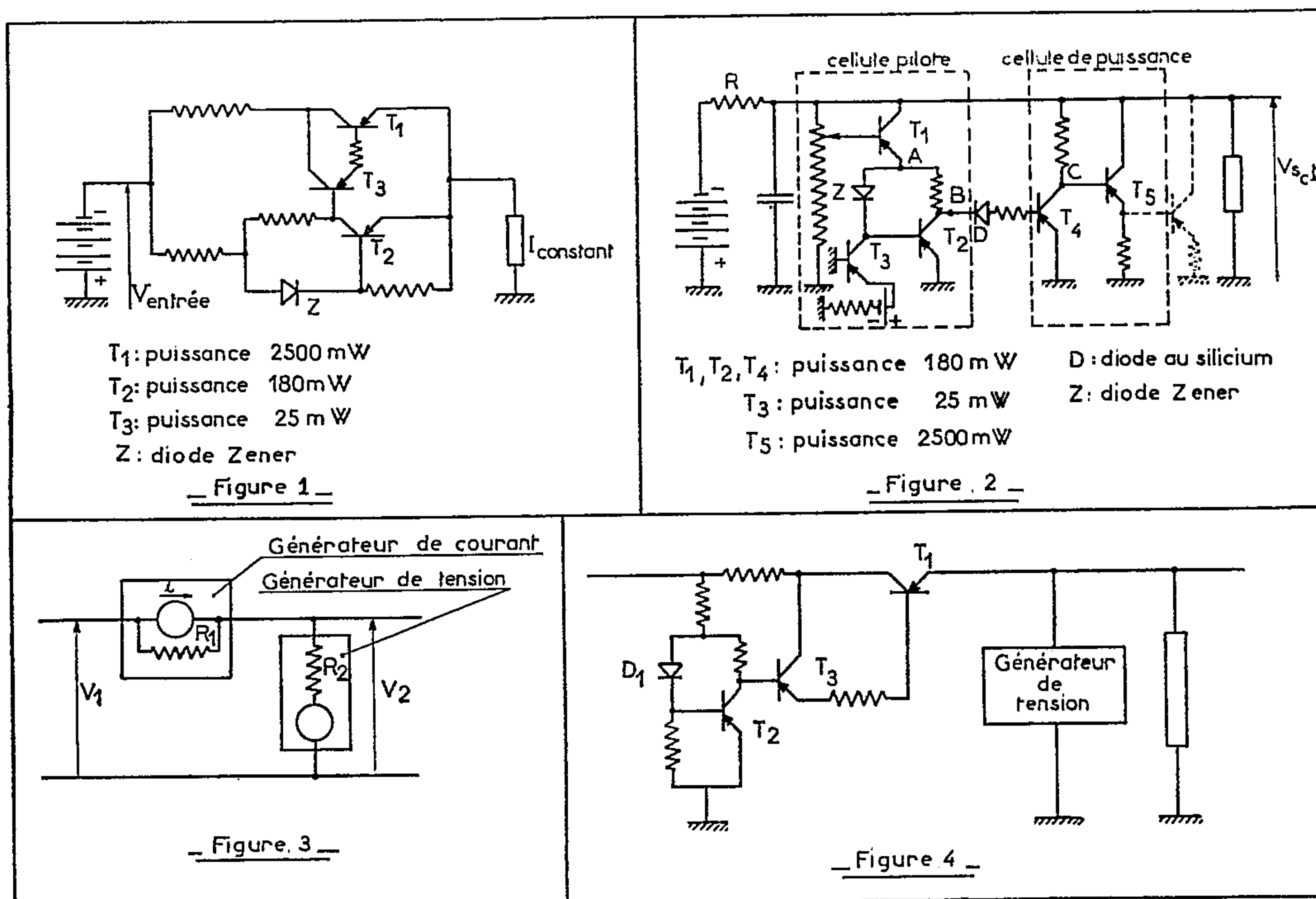
([1]) Néel, *J. Phys. Rad.*, 3, 1932, p. 160.
([2]) Palevsky et Hughes, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 202; Squires, *Proc. Phys. Soc.*, A 67, 1954, p. 248.
([3]) Van Hove, *Phys. Rev.*, 95, 1954, p. 1374.
([4]) Elliott et Marshall, *Rev. Mod. Phys.* (sous presse).
([5]) De Gennes, *Thèse*, Paris, 1957.
([6]) Gersch, Shull et Wilkinson, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 525; Lowde, *Rev. Mod. Phys.* (sous presse); Galula, Jacrot et Mangin, *Colloque Pierre Weiss de magnétisme*, Strasbourg, juillet 1957.
([7]) Gobert et Jacrot, *J. Phys. appl.* (sous presse).

ÉLECTRONIQUE. — *Stabilisateurs de tension et de courant à transistors.* Note (*) de MM. **Étienne Cassignol** et **Georges Giralt**, transmise par M. Charles Camichel.

Les auteurs exposent les principes de réalisation d'un générateur de courant et d'un générateur de tension à transistors. Ils indiquent ensuite comment le couplage de ces deux éléments peut permettre la réalisation d'une alimentation stabilisée susceptible de performances élevées.

Le principe du générateur de courant que nous proposons découle du schéma indiqué figure 1. Obtenir un courant constant revient à imaginer un dispositif permettant de réaliser une résistance différentielle théori-

quement infinie, pratiquement la plus élevée possible. Or, les caractéristiques des transistors tension collecteur, courant collecteur à courant de base constant peuvent être représentées par des droites légèrement inclinées vis-à-vis de l'axe des abscisses, ce qui conduit à une résistance différentielle insuffisamment élevée. Pour augmenter la résistance différentielle du transistor de puissance T_1, c'est-à-dire pour que la caractéristique $V_c(I_c)$ en fonction de I_b soit une droite aussi horizontale que possible, le courant



de base doit être modifié. Cette modification peut être obtenue sur le montage de la figure 1 en diminuant la tension du point A prise en valeur absolue quand la tension du collecteur croît en valeur absolue : c'est le rôle de la cellule constituée par le transistor T_2 et la diode Z. La linéarité de la plage de régulation peut être enfin améliorée par l'adjonction non obligatoire d'ailleurs, d'un troisième transistor T_3.

Le générateur de tension que nous avons également mis au point est représenté figure 2. Ce dispositif peut être décomposé en deux cellules distinctes : une cellule pilote et une cellule de puissance.

La cellule pilote comprend elle-même deux éléments. Le premier, constitué par les transistors T_2 et T_3 et la diode Z permet de fixer la tension du point A à l'entrée de la cellule à une valeur constante donnée par la diode Z. Le transistor T_3 est seulement utilisé pour la polarisation de la diode Z, il peut être remplacé par une simple résistance. Le deuxième

élément ne comprend que le transistor de commande T_1 : il permet, par l'intermédiaire du potentiomètre, d'obtenir une tension ajustable dans une certaine plage de variation.

La cellule de puissance est constituée par les transistors T_4 et T_5, T_4 fonctionne en inverseur de phase, les tensions des points B et C variant en sens contraire. Le transistor de puissance T_5 permet de débiter un courant fonction de la résistance branchée entre l'émetteur et la masse. Les avantages qui résultent de la séparation de la cellule fixant la tension et de la cellule débitant le courant résident dans le fait que toute dérive en fonction de la charge est éliminée et que la puissance de sortie peut être augmentée simplement en insérant des transistors de puissance en parallèle sur le transistor T_5 (en pointillé sur la figure 2) sans nullement modifier les performances du système. Ce générateur de tension complété en amont par une résistance R susceptible d'absorber les variations de tension du secteur constitue déjà une très bonne alimentation stabilisée.

Mais les performances d'un tel dispositif peuvent être très nettement augmentées en réalisant le montage représenté figure 3 constitué par le couplage d'un générateur de courant et d'un générateur de tension, tels que nous les proposons. On obtient ainsi une alimentation stabilisée à coefficient de régulation amont très élevé.

En effet, les coefficients de régulation amont $A = \Delta V_1/\Delta V_2$ et aval $B = \Delta V_2/\Delta I_2$ s'écrivent respectivement :

$$A = \frac{R_1 + R_2}{R_2}, \qquad B = \frac{R_2 R_1}{R_1 + R_2}. \tag{1}$$

Si le coefficient de régulation aval ne dépend que du générateur de tension ($R_2 \ll R_1$) le coefficient de régulation amont est grandement amélioré par le générateur de courant.

Les montages décrits ci-dessus nous ont permis d'obtenir les résultats suivants : Pour le générateur de courant (*fig.* 1) il a été possible d'atteindre une résistance différentielle de 1 000 Ω pour un débit de 300 mA et pour une plage de variation de tension de 8 à 16 V. Le générateur de tension (*fig.* 2) dont la différence de potentiel peut être fixée à une valeur constante comprise entre 8 et 12 V nous a permis autour de 10 V de limiter l'écart de tension à 10 mV pour un débit variant de 0 à 300 mA et à 20 mV pour un débit variant de 0 à 500 mA. Il faut noter enfin qu'on peut toujours limiter la variation de tension de sortie à 10 mV pour une charge pouvant atteindre 2 à 3 A en utilisant alors des transistors de puissance travaillant avec un coefficient d'utilisation moins élevé.

Dans les dispositifs proposés, on obtient en couplant le générateur de courant et le générateur de tension une alimentation stabilisée fournissant un courant maximum de 300 mA. Par suite, l'augmentation de la puissance

de sortie du générateur de tension ne présente un intérêt certain du point de vue du montage global que si l'on peut augmenter le débit du générateur de courant. Cet accroissement peut être obtenu par une variante de montage du générateur de courant indiquée sur la figure 4.

(*) Séance du 10 février 1958.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Construction d'un générateur d'impulsions rectangulaires* 100 kV. Note (*) de M. **Jean Gardez**, présentée par M. Louis de Broglie.

La tension normale de fonctionnement dans un microscope électrostatique à émission chaude est de 20 kV environ, et de l'ordre de 60 kV pour le type classique à transmission. Il serait fort utile, pour de nombreuses applications, de pouvoir augmenter cette tension. Nous avons tenté d'y parvenir en alimentant le microscope par des impulsions. Les claquages entre électrodes dans le vide dynamique sont, en général à l'origine de la limite des tensions utilisables en régime normal. Comme il est prouvé aujourd'hui ([1]) que le claquage change de régime lorsque la durée d'application de la tension diminue et atteint la zone de transition de 10^{-1} s, il est permis d'espérer une augmentation très notable de la tension utile en adoptant des impulsions de durée nettement inférieure.

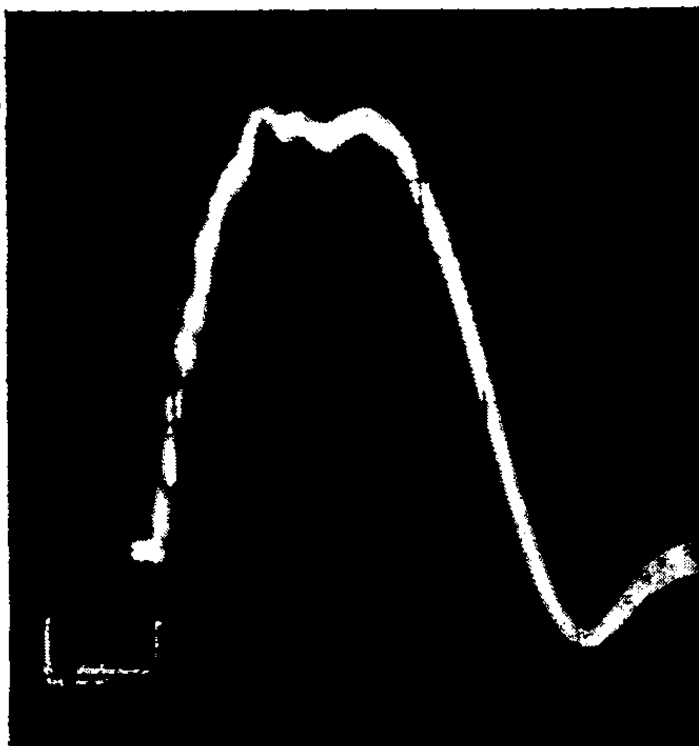


Fig. 1. — Échelle : 1 μs.

A cet effet nous avons construit un générateur d'impulsions, caractérisé par :

— une tension d'utilisation de 100 kV;

— une durée d'impulsion de 2 μs;

— une fréquence de répétition de 200.

L'enregistrement oscillographique (*fig.* 1) prouve que la tension finale appliquée au microscope, présente assez bien la forme rectangulaire indispensable au succès de l'expérience.

Le schéma adopté, de principe classique, est formé d'une ligne à retard chargée sous 50 kV et déchargée dans une impédance égale à son impédance caractéristique $Z = 400\,\Omega$; un transformateur d'impulsions élève la tension de 25 kV fournie par la ligne aux 100 kV nécessaires (*fig.* 2). La source primaire de tension continue est un groupe redresseur monophasé — 50 périodes — une alternance alimentée par un transformateur 220/60 000 V, avec un point milieu à la masse ; la diode est un tube à rayons X, 20 mA (T.65).

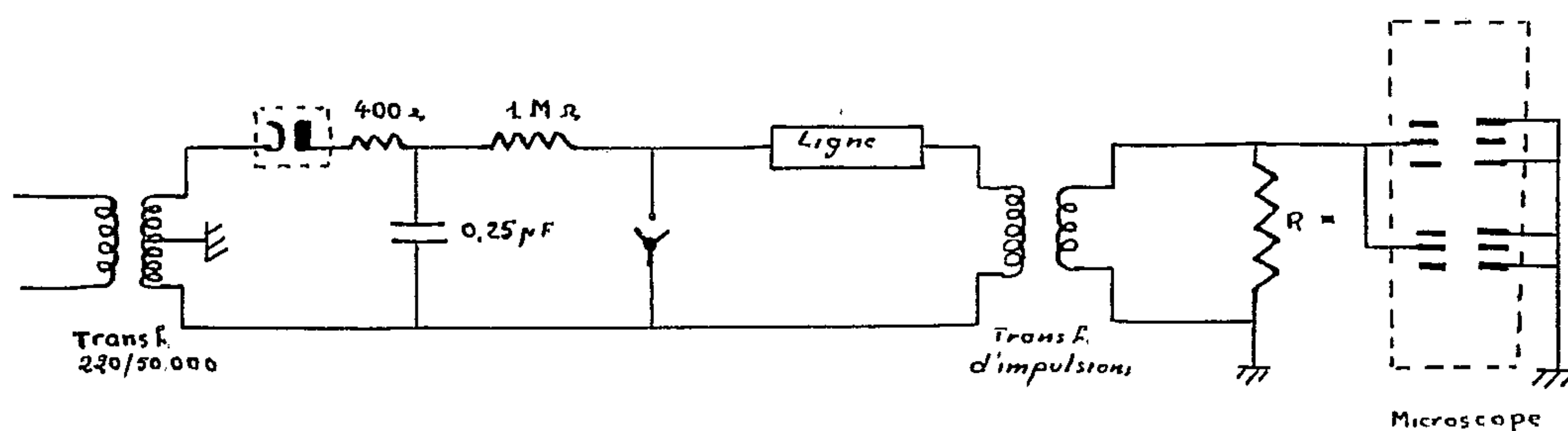


Fig. 2.

La ligne à retard est formée de cinq cellules identiques présentant une self de 80 µH et une capacité de 500 pF. Les selfs sont des solénoïdes bobinés sur des cylindres isolants (diamètre 4 cm; longueur 10 cm). La capacité de chaque cellule est constituée par trois groupes en parallèle de quatre condensateurs LCC 500 pF 20 kV_{eff} de découplage de télévision. La puissance moyenne dissipée par la capacité de chaque cellule est faible 1,7 W par élément, sauf pour l'élément terminal que supporte 6,6 W, ce qui justifie le choix des condensateurs adoptés.

L'interrupteur est un éclateur rotatif à trois électrodes.

Le transformateur d'impulsions présente les caractéristiques suivantes :

— puissance de pointe 1,6 MW;

— rapport de transformation 1/4.

La forme rectangulaire des impulsions primaires est conservée si :

1° la résistance du circuit secondaire ramenée au primaire est égale à l'impédance caractéristique de la ligne;

2° les selfs du transformateur ont une valeur très réduite. La forte capacité que présente l'utilisation (microscope) de l'ordre de 100 pF rend négligeables les capacités primaire et secondaire du transformateur.

Le noyau a été réalisé en ferroxcube. Il se compose de 12 pièces en C d'une section de 50 cm² et d'une longueur de 40 cm. L'induction est de

l'ordre de 0,3 W/m²; le nombre de spires primaires est de 32. L'isolement a été réalisé à l'aide de bandes de téflon de 2/10ᵉ (tenue en impulsion : 40 000 V/mm). L'ensemble est immergé dans l'huile (*fig.* 3).

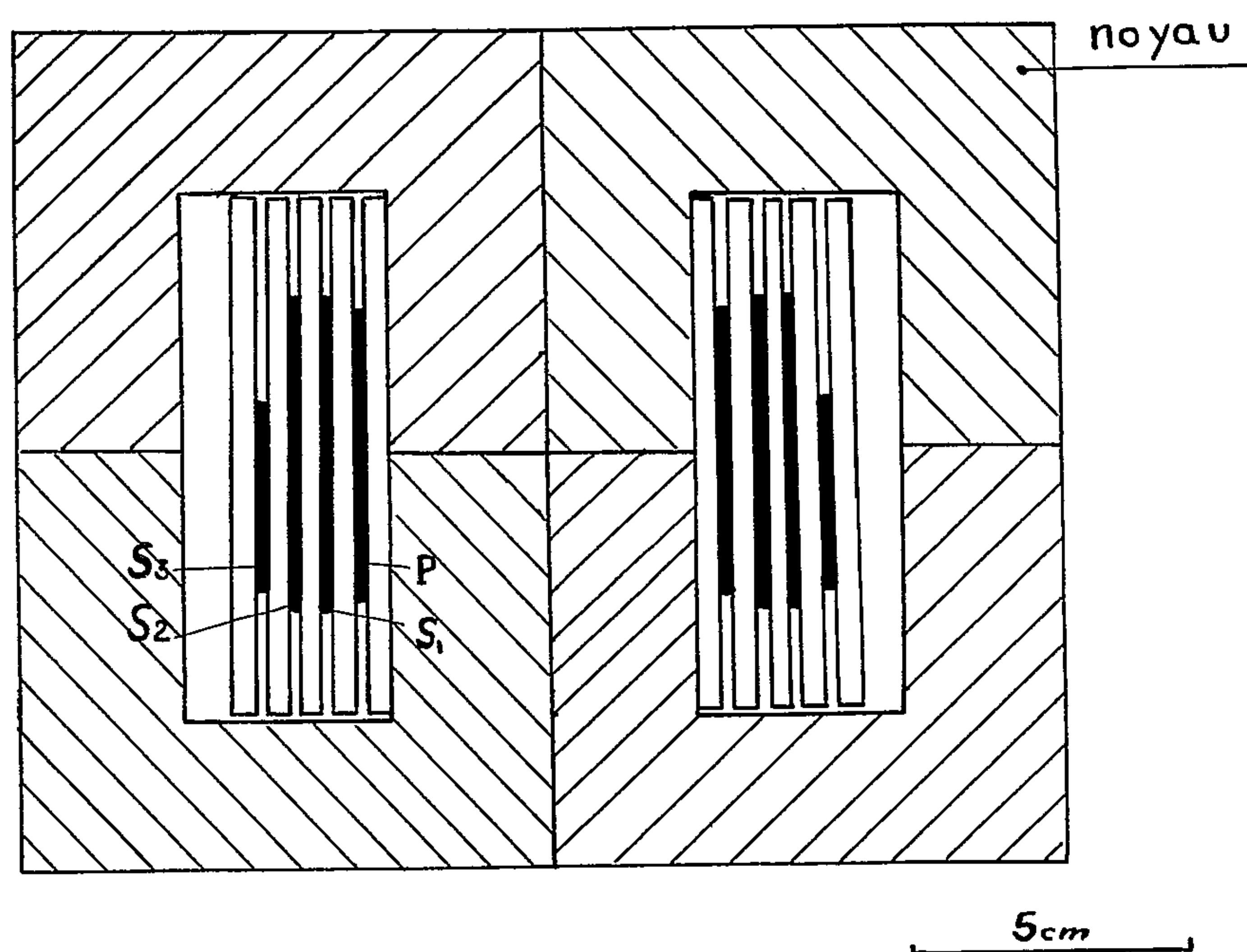


Fig. 3.

Pour la montée de l'impulsion, nous avons obtenu comme constante de temps du circuit équivalent 0,45 μs. L'amplitude des oscillations sur le front d'onde est d'environ 1,05. Comme le montre la figure 1, la rapidité de montée est de 0,51 μs, la chute de tension au sommet de l'impulsion 0,05 environ, la descente s'effectue en 0,82 μs.

(*) Séance du 20 janvier 1958.
(1) R. Arnal, *Thèse de Doctorat*, Paris, 1955.

(*Laboratoire d'électronique et de radioélectricité Fontenay-aux-Roses.*)

ÉLECTRICITÉ INDUSTRIELLE. — *Sur l'emploi du fluxmètre Grassot en fréquence industrielle pour la mesure de flux rémanents.* Note (*) de M. **Christian Maizières**, transmise par M. Louis Néel.

L'auteur montre comment il mesure la valeur prise par le flux d'une bobine après la coupure de son courant d'alimentation. Montant ensuite celle-ci en série avec un redresseur, et alimentant l'ensemble par une tension sinusoïdale de fréquence industrielle, il indique une méthode de mesure du flux qui subsiste dans le noyau pendant l'intervalle de non-conduction.

1. Le montage proposé permet la mesure de la valeur Φ_{r_0} prise par le flux après la coupure du courant dans une bobine à noyau de tôles au silicium soumise à un régime de fonctionnement quelconque.

Deux bobines identiques sont utilisées, de circuit magnétique parfait et de résistances négligeables. L'état d'aimantation de la première est défini par la valeur de Φ_{r_0}; le noyau de la seconde a été au préalable désaimanté dans un champ alternatif décroissant lentement jusqu'à zéro à partir d'une valeur initiale élevée par rapport au champ coercitif.

Une tension sinusoïdale $u = U\sqrt{2}\sin\omega t$, d'amplitude suffisante pour que le point d'ordonnée Φ_{r_0} et d'abscisse nulle soit à l'intérieur du cycle $\varphi(i)$ de chaque bobine, alimente *en série* leurs enroulements principaux. La résultante e des forces électromotrices e_1 et e_2 induites dans les enroulements secondaires de n spires, et *mises en opposition*, est appliquée à un fluxmètre; sa valeur est

$$e = e_1 - e_2 = -n\left(\frac{d\varphi_1}{dt} - \frac{d\varphi_2}{dt}\right),$$

en désignant par φ_1 et φ_2 les flux intantanés dans les deux noyaux.

Lorsque le régime permanent est établi, les flux varient identiquement et les cycles $\varphi_1(i)$ et $\varphi_2(i)$ sont confondus.

A un instant quelconque t_a, postérieur à la stabilisation des cycles, les flux φ_1 et φ_2 ont pour valeur Φ_a et $d\varphi_1/dt = d\varphi_2/dt$. En conséquence, le fluxmètre ne dévie plus, mais il a dévié antérieurement sous l'effet de la variation

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 = (\Phi_a - \Phi_{r_0}) - \Phi_a = -\Phi_{r_0} \qquad \text{soit} \quad |\Delta\varphi| = \Phi_{r_0}.$$

2. Le procédé est applicable à la mesure du flux rémanent Φ_r d'une bobine en série avec un redresseur pendant l'intervalle de non-conduction de celui-ci, l'ensemble étant alimenté sous tension sinusoïdale.

Une méthode de mesure plus directe, qui évite de désaimanter l'un des noyaux avant chaque relevé de Φ_r, consiste à réaliser successivement les opérations définies ci-après et rendues possibles par l'adjonction au montage des inverseurs K et k (*fig.* 1) [1].

a. Mêmes couplages que plus haut des enroulements des deux bobines (K et k respectivement sur les positions A et a). En régime permanent, le fluxmètre n'est traversé par aucun courant par suite de l'identité des cycles asymétriques décrits.

b. Ouverture du circuit principal lorsque $\varphi_1 = \varphi_2 = \Phi_r$ dans l'intervalle de non-conduction du redresseur. Cette opération réalisée au moyen d'un relais commandé par un thyratron n'entraîne aucune déviation du fluxmètre.

c. Mise *en série* des enroulements secondaires (k en b).

d. Mise *en opposition* des enroulements primaires (K en B).

Lorsque le régime permanent est établi après cette dernière manœuvre, le noyau 1 décrit toujours le même cycle, et le noyau 2 le cycle symétrique du précédent par rapport à l'origine des coordonnées [2].

Au moment de la fermeture de K en B, les flux φ_1 et φ_2 ont la valeur Φ_r.

A un instant t_a postérieur à la stabilisation des cycles

$$\varphi_1 = \Phi_a, \qquad \varphi_2 = -\Phi_a \qquad \text{et} \qquad \frac{d\varphi_1}{dt} = -\frac{d\varphi_2}{dt}.$$

Puisque $e = e_1 + e_2$, pendant ce régime permanent le fluxmètre ne dévie plus, mais il a été dévié antérieurement sous l'effet de la variation

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 = (\Phi_a - \Phi_r) + (-\Phi_a - \Phi_r) = -2\Phi_r \qquad \text{soit} \quad |\Delta\varphi| = 2\Phi_r.$$

Ce montage conçu pour la mesure du flux rémanent Φ_r nous a permis également de constater le phénomène suivant pour un noyau de tôles au silicium :

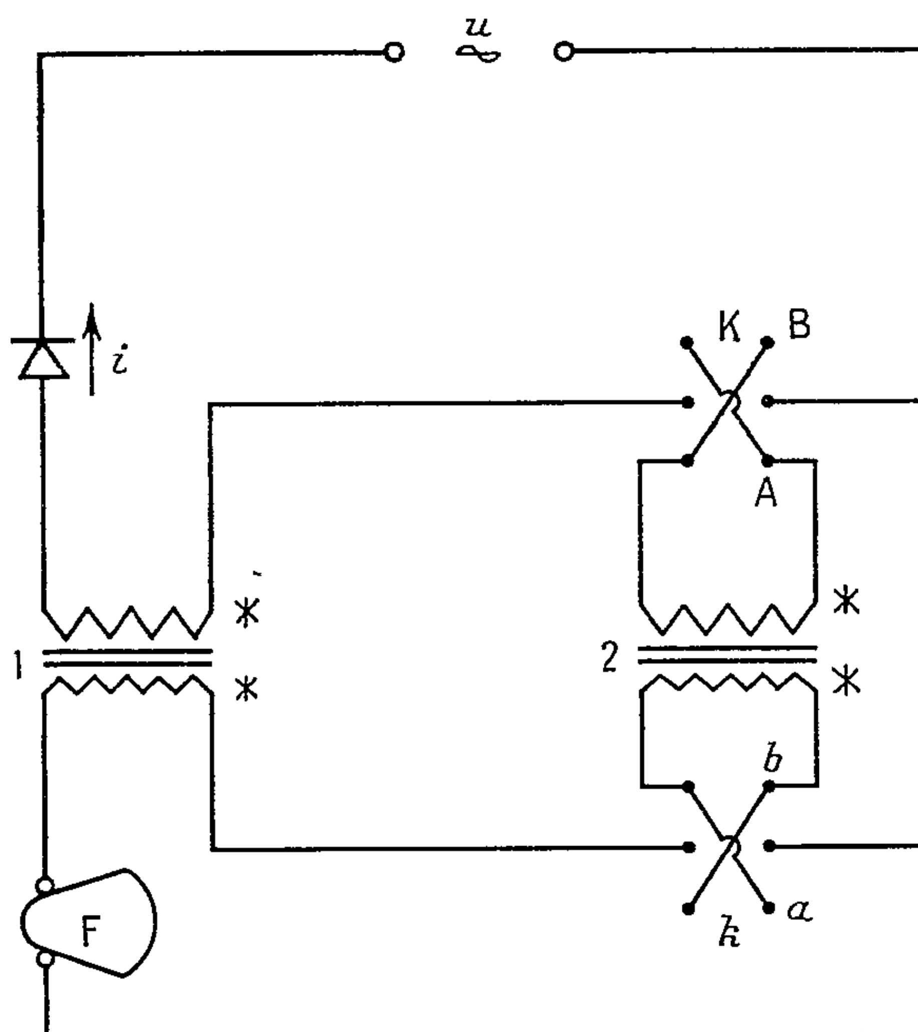


Fig. 1. — Schéma du montage pour la mesure du flux rémanent de bobines identiques en série avec un redresseur.

Supposons que l'ouverture de K ne se produise pas lorsque $|\varphi_1| = |\varphi_2| = \Phi_r$, mais à une époque quelconque de l'intervalle de conduction du redresseur, et soit Φ'_r la valeur prise par le flux après la coupure du courant, le fluxmètre dévie alors sous l'effet de la variation $|\Delta\varphi'| = 2\Phi'_r$.

Or, nous avons remarqué expérimentalement que quelle que soit la valeur de $|\varphi_1|$ et $|\varphi_2|$ comprise entre Φ_r et Φ_m lorsqu'on ouvre le circuit principal, le fluxmètre enregistre très sensiblement la même variation de flux $|\Delta\varphi'| \neq |\Delta\varphi|$. On peut donc conclure qu'après la coupure du courant, le flux prend une valeur pratiquement confondue avec Φ_r, *ce qui dispense de l'obligation d'ouvrir* K *pendant l'intervalle de non-conduction du redresseur.*

Des expériences analogues réalisées en courant continu nous ont conduit au même résultat : le flux rémanent Φ'_r est légèrement supérieur à Φ_r mais l'écart relatif $(\Phi'_r - \Phi_r)/\Phi_r$ reste de l'ordre de 1 % quel que soit l'état de saturation du matériel.

(*) Séance du 3 février 1958.

(1) Sur la figure 1, les sens relatifs d'enroulements sont indiqués au moyen d'un astérisque placé du côté des entrées.

(2) Nous avons vérifié en courant continu que les cycles asymétriques décrits lorsqu'on fait varier l'intensité entre les valeurs zéro et I_m puis zéro et $-I_m$ sont, après stabilisation, symétriques l'un de l'autre par rapport à l'origine des coordonnées.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Étude des niveaux excités du* ^{10}B.

Note (*) de Mme **Jeannine Génin**, transmise par M. Frédéric Joliot.

La réaction ^{9}Be$(d, n)^{10}$B a été étudiée avec des deutons d'énergie moyenne $E_d = 0,695$ et $0,570$ MeV.

Les cinq premiers niveaux du ^{10}B ont les énergies d'excitation suivantes : 0,72, 1,72, 2,16, 2,95 et 3,60 MeV. Le niveau $E_x = 2,95$ MeV confirme une étude de Reid. On montre l'existence probable d'un niveau $E_x = 1,20$ MeV.

La réaction ^{9}Be$(d, n)^{10}$B a fait l'objet de nombreuses études (1), (2), (3), dont les auteurs trouvent pour les quatre premiers niveaux excités du ^{10}B des énergies d'excitation en accord avec les valeurs données par Ajzenberg : 0,72, 1,74, 2,15 et 3,58 MeV. Reid (4) dans une étude effectuée à l'aide de deutons de 0,75 MeV signale en plus de quatre niveaux précédents un cinquième niveau pour lequel $Q = 1,74$ MeV, $E_x = 2,88 \pm 0,10$ MeV.

J'ai repris l'étude de cette réaction successivement avec des deutons d'énergie 0,720 et 0,600 MeV. Les irradiations ont été faites à l'aide du générateur type Greinacher du laboratoire de Synthèse atomique d'Ivry. La cible de Be déposée par évaporation thermique sur un disque de cuivre de 0,5 mm d'épaisseur, a une épaisseur de 0,150 mg/cm², ce qui correspond à une absorption du faisceau de deutons de 50 keV pour le premier cas et de 60 keV dans le second. L'énergie moyenne des deutons incidents est alors 0,695 MeV dans la première expérience et 0,570 MeV dans la seconde. Les neutrons produits dans la réaction étaient détectés par l'intermédiaire des protons projetés dans la gélatine d'émulsions nucléaires C_2 100 μ. La première irradiation durait 8 h, la seconde 4 h, dans les deux cas le faisceau de deutons avait une intensité de 45 μA.

Les mesures ont été faites au microscope Cooke; seules ont été mesurées les traces de protons faisant un angle γ avec la direction initiale des neutrons tel que l'angle projeté sur le plan de visée α soit inférieur ou égal à 12° et que l'angle de profondeur β soit inférieur ou égal à 9°. L'énergie du neutron est liée à celle du proton projeté par la relation : $E_p = E_n \cos^2\gamma$, $\cos\gamma = \cos\alpha \cos\beta$.

Dans la première expérience, j'ai étudié le spectre d'énergie des neutrons dans l'émulsion placée à 0° par rapport au faisceau de deutons incidents et à 18 cm de la cible; 800 mesures ont été faites au microscope Cooke (objectif × 45, oculaires Nachet × 12) et 500 sur le même microscope (objectif × 95, oculaires × 12). Les résultats sont rassemblés dans les histogrammes (*fig.* 1 et 2) qui représentent le nombre de protons projetés dont

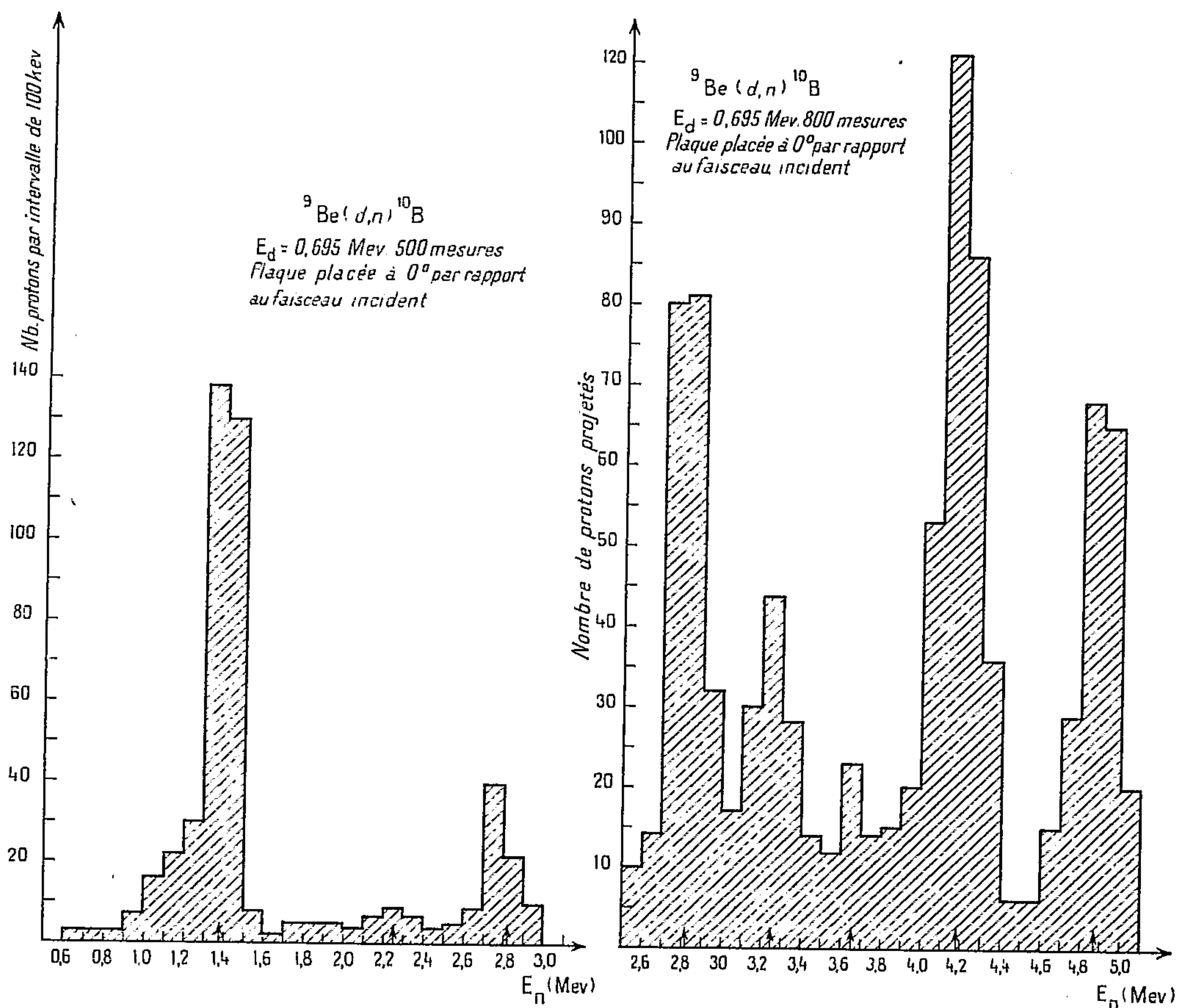


Fig. 1.

Fig. 2.

l'énergie est comprise entre E et E + ΔE, en fonction de l'énergie E des neutrons. ΔE est pris égal à 100 keV. Sept groupes de protons projetés se distinguent nettement. De l'énergie moyenne des neutrons de chaque pic, se déduisent les valeurs de Q, bilans d'énergie et de E_x, énergies d'excitation des niveaux correspondants :

E_n (MeV)..........	1,40	2,25	2,82	3,25	3,65	4,18	4,92
Q (MeV)..........	0,71	1,57	2,15	2,59	3,02	3,56	4,31
E_x (MeV)..........	3,60	2,74	2,16	1,72	1,29	0,75	0,00

Les valeurs des énergies d'excitation sont en bon accord avec les résultats des auteurs précédents. Le niveau pour lequel $Q = 1,57$ MeV et $E_x = 2,74$ MeV confirme le résultat de Reid. Quant au niveau de 1,29 MeV, aucun auteur étudiant la réaction $^{9}Be(d, n)^{10}B$ ne le signale. Par contre, Robbins ([5]) en étudiant la réaction $^{7}Li(\alpha, n)^{10}B$, donne pour les premiers niveaux excités du ^{10}B, les énergies d'excitation suivantes : 0,74; 1,31 et 1,72 MeV. Le deuxième de ces niveaux est tout à fait en accord avec le niveau d'énergie 1,29 MeV. Cependant, si au cours du bombardement par les deutons, une petite quantité de deutérium s'est incluse dans la cible, l'énergie des neutrons émis dans la réaction des deutons sur le deutérium serait 3,6 MeV environ. Il est donc impossible de dire dans cette expérience, si le groupe de neutrons d'énergie 3,65 MeV observé permet de confirmer le niveau de 1,31 MeV trouvé par Robbins, ou bien s'il est dû à une contamination de la réaction (d, d).

Dans la seconde expérience, les mesures du spectre de neutrons ont été faites dans les émulsions placées à 0, 16, 32, 48, 64, 100, 125 et 150° par rapport au faisceau de deutons incidents et à 20 cm de la cible. 4 329 traces ont été mesurées en tout sur le microscope Cooke. Sur tous les histogrammes les cinq pics principaux se détachent nettement, les moyennes des résultats relatifs à ces pics sont :

Q(MeV)..........	0,68	2,16	2,57	3,61	4,34
E_x(MeV).........	3,60	2,18	1,77	0,73	0,00

Les histogrammes relatifs aux éléments situés à de petits angles par rapport au faisceau de deutons incidents ne montrent que les cinq pics dont il vient d'être question. Par contre, ceux qui correspondent aux émulsions situées à 100, 125 et 150° présentent deux pics supplémentaires (*fig.* 3). La moyenne

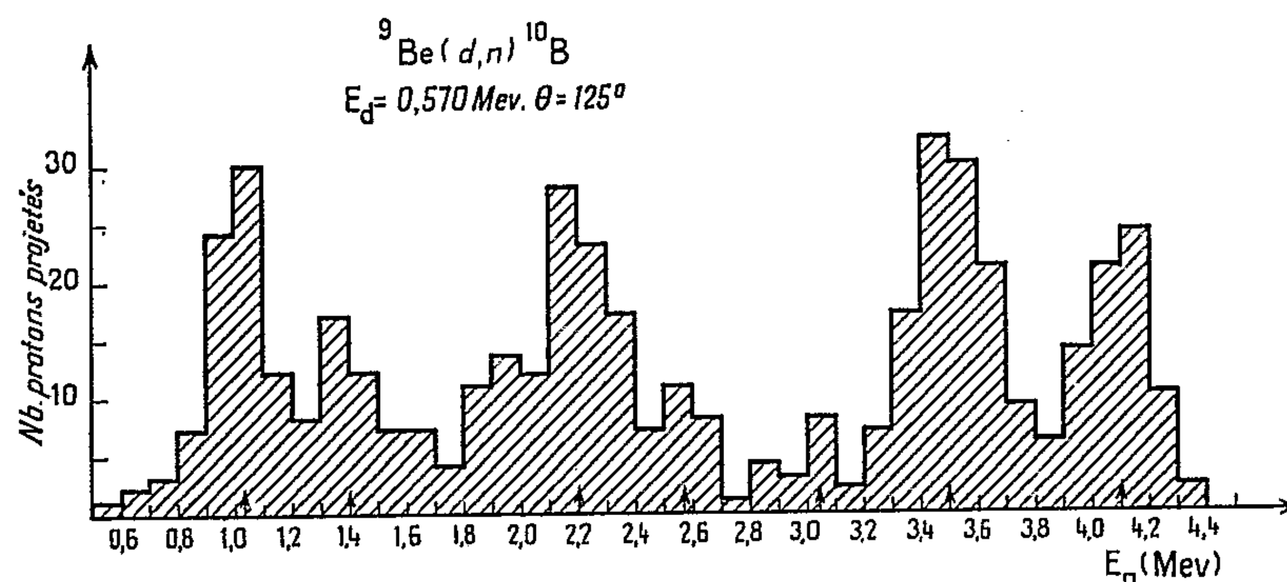


Fig. 3.

des résultats relatifs à ces niveaux est $Q = 1,39$ MeV, $E_x = 2,95$ MeV d'une part et $Q = 3,17$ MeV, $E_x = 1,18$ MeV d'autre part. Le premier correspond dans chaque histogramme à un pic bien net, il confirme le résultat de Reid.

Pour le second, le pic est moins bien dessiné mais il ne peut cette fois, être confondu avec un groupe de neutrons fournis par la réaction (d, d), l'énergie de ceux-ci serait tout à fait différente.

En conclusion nous pouvons affirmer que les premiers niveaux excités du ^{10}B ont les énergies d'excitation suivantes : 0,72, 1,72, 2,16, 2,95 et 3,60 MeV (en choisissant pour les 1er, 2e, 3e et 5e niveaux les valeurs obtenues dans la première expérience où les statistiques étaient plus importantes) et qu'il y a une grande probabilité d'existence d'un niveau pour lequel $E_x = 1{,}20$ MeV. Ce niveau serait le même que celui vu par Robbins dans l'étude de la réaction $^{7}\mathrm{Li}(\alpha, n)^{10}\mathrm{B}$, ce qui n'est pas surprenant puisque pour les deux réactions $^{7}\mathrm{Li}(\alpha, n)^{10}\mathrm{B}$, $^{9}\mathrm{Be}(d, n)^{10}\mathrm{B}$, la différence de spin isotopique entre le niveau initial du noyau cible et le niveau excité obtenu du noyau final doit être $\Delta T = \pm 1/2$ et que les niveaux fondamentaux du ^{7}Li et du ^{9}Be ont tous les deux un spin isotopique $T = 1/2$.

(*) Séance du 10 février 1958.
(1) F. Ajzenberg, *Phys. Rev.*, 88, 1952, p. 298.
(2) J. S. Pruitt, C. D. Swartz et S. S. Hanna, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 1456.
(3) L. L. Green, J. P. Scanlon et J. G. Willmott, *Proc. Phys. Soc.*, 68 A, 1955, p. 386.
(4) G. C. Reid, *Proc. Phys. Soc.*, 67 A, 1954, p. 466.
(5) A. B. Robbins, *Phys. Rev.*, 101, 1956, p. 1373.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Influence du recul α d'un noyau émetteur d'électrons de conversion interne sur la forme du spectre électronique.* Note (*) de MM. **Roger Foucher** et **Hamlet Vartapetian**, présentée par M. Frédéric Joliot.

On calcule la déformation d'une raie d'électrons de conversion causée par le recul α du noyau émetteur.

Lorsqu'on étudie un rayonnement électronique de conversion interne, il est intéressant de prévoir la forme des raies que donnera le spectromètre β utilisé (1), (2). Dans cette Note nous calculerons la composition des aberrations instrumentales avec l'aberration due au recul α du noyau émetteur (cas du Thc'').

Les aberrations instrumentales de notre spectromètre β solénoïdal à champ uniforme sont calculées exactement (3) et la raie est très bien représentée dans certaines conditions par la fonction

$$g(\mathrm{P}) = \mathrm{A}\sin^2\frac{\pi}{2\mathrm{B}}(\mathrm{P}+\mathrm{B}) \qquad (-\mathrm{B} < \mathrm{P} < +\mathrm{B}).$$

Notre spectrographe β n'enregistre que les électrons émis vers l'avant sous un angle $\alpha_0 \pm \Delta\alpha$ (*fig* 1).

Nous devons distinguer les électrons associés à des noyaux se mouvant par recul α vers l'avant donc quittant la source ou vers l'arrière donc pénétrant dans le support. Dans le premier cas les électrons emportent une quantité de mouvement supplémentaire $\Delta P_m \cos\theta$; où θ est l'angle formé par les directions

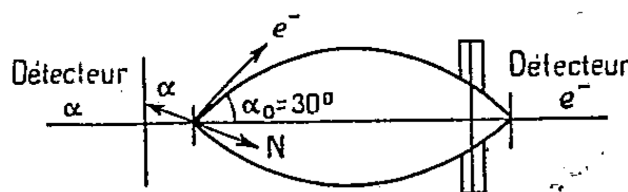


Fig. 1.

de propagation du noyau et de l'électron, et ΔP_m la quantité de mouvement supplémentaire maximum communiquée à l'électron par le recul du noyau; dans le second cas, si nous admettons que la vie moyenne du niveau excité par l'émission α est longue par rapport au temps de ralentissement du noyau dans le support, les électrons sont émis à l'arrêt à la fin du parcours du noyau et doivent traverser une certaine épaisseur de matière avant de sortir du support. Ils perdent dans ce cas une quantité de mouvement ΔP_R.

Nous calculerons la forme d'une raie d'électrons associés à des noyaux sortant de la source (cas des coïncidences $\alpha - e^-$); pour avoir le spectre total, il faut ajouter la raie due aux électrons émis à l'arrêt.

Calcul de la position du centre de gravité de la raie obtenue par coïncidences $\alpha - e^-$. — Le profil de la raie instrumentale est représenté par $g(P)$, celui de l'aberration due au recul par $h(P)$; le profil résultant est donné par le produit de composition

$$(P) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(P')\,h(P-P')\,dP'.$$

On calcule aisément l'abscisse du centre de gravité de la raie finale si l'on prend comme variable non l'angle θ défini plus haut mais $\alpha_0\psi$, $\beta\xi$ les quatre angles définissant les directions de propagation de l'électron et du noyau par rapport à l'axe du spectromètre et un plan fixe le contenant.

I. Dans le cas où l'on compte les électrons associés à tous les noyaux émis vers l'avant :

$$P_G = \Delta P_m \frac{1}{4\pi^2 \sin\alpha_0 \Delta\alpha} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \times [\cos\alpha_0 \cos\beta + \sin\alpha_0 \sin\beta \cos(\psi - \xi)] \sin\alpha_0 \sin\beta \Delta\alpha \, d\beta \, d\psi \, d\xi,$$

$$P_G = \frac{1}{2} \cos\alpha_0 \Delta P_m \# 0{,}44 \Delta P_m.$$

Pour la raie A de 24 keV du Th C″, $\Delta P_m \# 3{,}6.10^{-3}$P, P étant la quantité de mouvement de l'électron et le déplacement relatif du centre de gravité dû au recul α est de 0,16 %.

II. Dans le cas où sont comptés uniquement les électrons associés aux noyaux émis vers l'avant dans un cône de demi-ouverture $\pi/6$ (cas normal des coïncidences $\alpha - e^-$) :

$$P_G = \Delta P_m \frac{1}{4\pi^2 \sin\alpha_0 \Delta\alpha\left(1 - \frac{\sqrt{3}}{2}\right)} \int_0^{\frac{\pi}{6}} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi}$$

$$\times [\cos\alpha_0 \cos\beta + \sin\alpha_0 \sin\beta \cos(\psi - \xi)] \sin\alpha_0 \cos\beta \Delta\alpha \, d\beta \, d\psi \, d\xi,$$

$$P_G \# \frac{\sqrt{3}}{2,2} \Delta P_m.$$

Pour la raie A du ThC″ le déplacement relatif du centre de gravité sera donc de 0,3 %.

Calcul du profil $h(P)$. — Nous prenons comme origine de la variable P, la quantité de mouvement de l'électron, abstraction faite du recul et notons le profil $h(\Delta P)$.

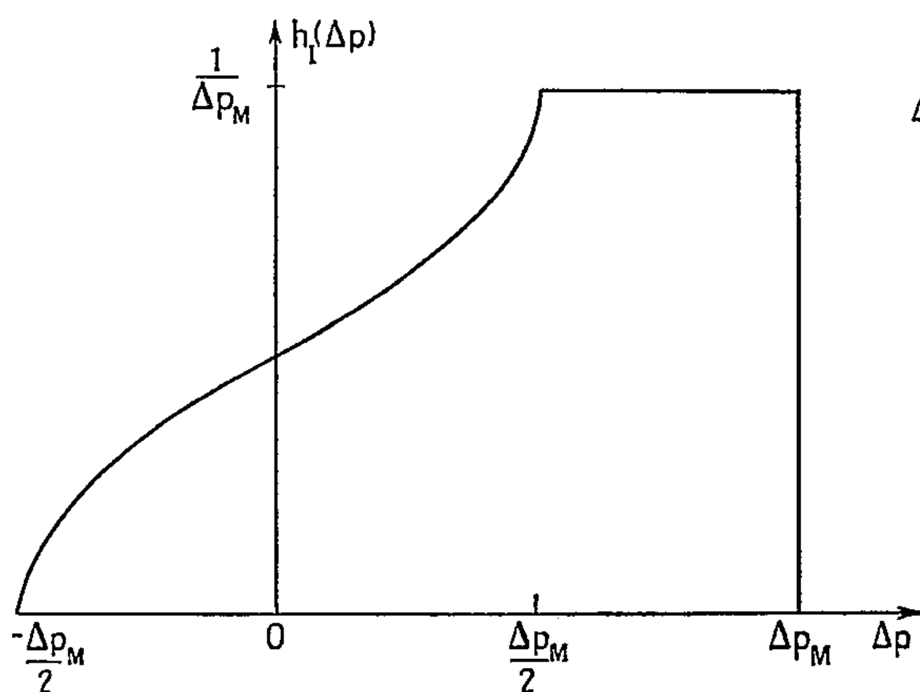


Fig. 2.

a. Raie instrumentale.

b. Raie obtenue par coïncidence $\alpha - e^-$ (cas I).

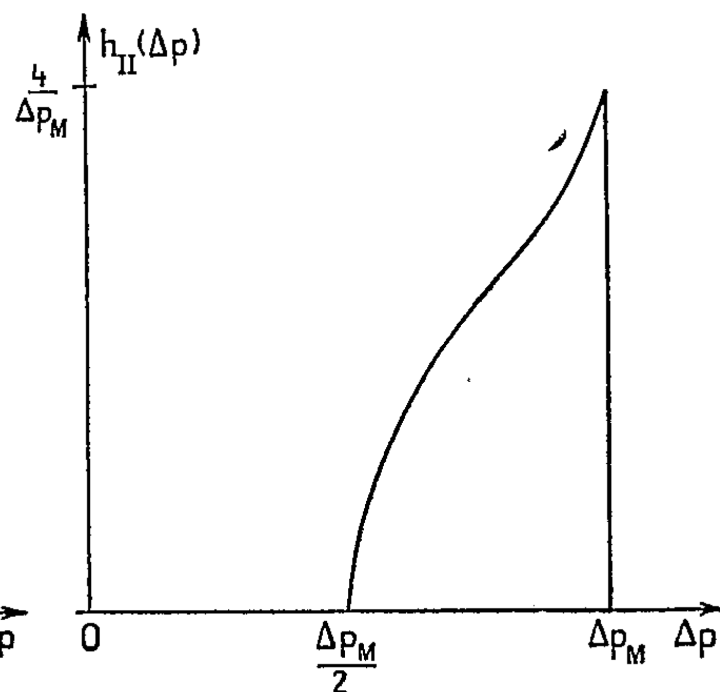


Fig. 3.

a. Raie instrumentale.

b. Raie obtenue par coïncidence (cas II).

1° les électrons correspondent à tous les noyaux émis vers l'avant (*fig.* 2)

$$h_I(\Delta P) = \begin{cases} \dfrac{1}{\Delta P_m}\left(1 - \dfrac{\arccos}{2\pi}\left[\dfrac{6}{\left(\dfrac{\Delta P_m}{\Delta P}\right)^2 - 1} - 1\right]\right) & \text{pour } |\Delta P| < \dfrac{\Delta P_m}{2}, \\ \dfrac{1}{\Delta P_m} & \text{pour } \dfrac{\Delta P_m}{2} < \Delta P < \Delta P_m; \end{cases}$$

2° les électrons correspondent aux noyaux émis vers l'avant dans un cône de demi-ouverture $\pi/6$ (*fig.* 3)

$$h_{II}(\Delta P) = \frac{1}{\Delta P_m} \frac{\arccos}{\pi}\left(\frac{12}{\left(\dfrac{\Delta P}{\Delta P_m}\right) + 1} - 7\right), \quad \frac{\Delta P_m}{2} < \Delta P < \Delta P_m.$$

Calcul des profils résultants dans deux cas approchés (fig. 4 et 5). — Le profil $h(\Delta P)$ sera assimilé à un trapèze dans le cas 1° et à un triangle dans le cas 2°; $f(P)$ sera donné par

$$\frac{1}{2n\Delta_0}\int_{-\infty}^{+\infty} h_{\text{I ou II}}(\Delta P')\left[1-\cos\frac{\pi}{n\Delta_0}(\Delta P-\Delta P'+n\Delta_0)\right]d\Delta P',$$

avec $\Delta_0=(1/2)\Delta P_m$, $n\Delta_0$ = largeur à mi-hauteur de la raie instrumentale.

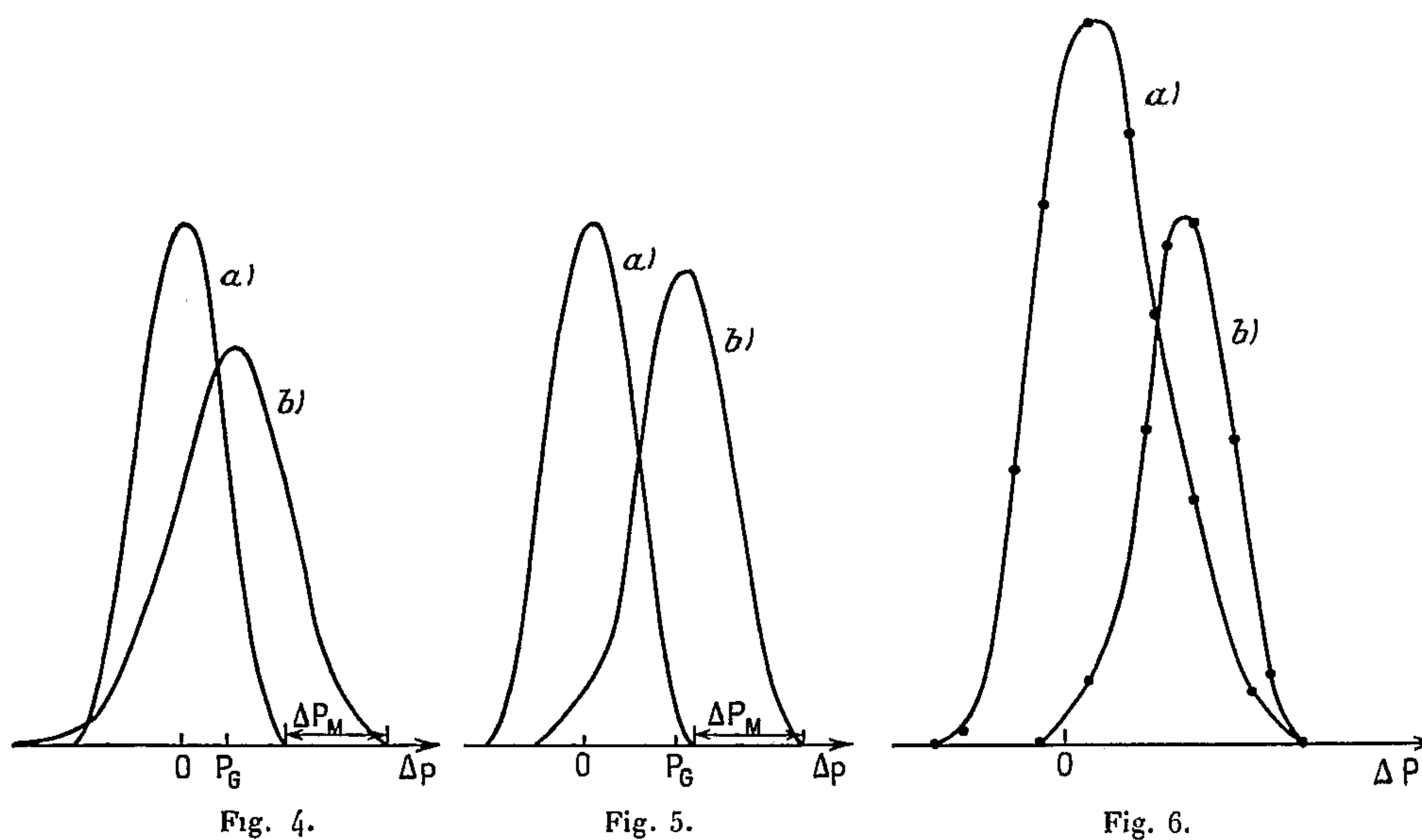


Fig. 4. Fig. 5. Fig. 6.

Fig. 6. — Cas de la raie de conversion L du rayonnement de 40 keV du Th C″.
a. Raie obtenue en spectroscopie simple.
b. Raie obtenue dans la mesure des coïncidences $\alpha - e^-$.

Application au calcul de la forme de la raie de conversion L *de la transition de* 40 keV *du* ^{208}Tl. — Avec la valeur de ΔP_m indiquée plus haut, un pouvoir de résolution du spectromètre pris égal à 0,36 % et une perte relative $\Delta P_R/P$ égale à 0,9 %. Le profil obtenu par spectroscopie simple sera représenté sur la figure 6 *a*, le profil obtenu en spectroscopie à coïncidence sera donné par la figure 6 *b*.

Si le décalage expérimental entre les deux courbes est inférieur à $0,8\,\Delta P_m$ on peut affirmer que la source a pénétré dans le support.

(*) Séance du 10 février 1958.

(1) J. B. Bellicard, *Thèse*, Lyon, 1955.
(2) J. Burde et S. G. Cohen, *Phys. Rev.*, 104, n° 4, 1956, p. 1093.
(3) L. Dick, *Thèse*, Paris, 1956.

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE. — *Polarisation dynamique des noyaux du silicium* 29 *dans le silicium*. Note (*) de MM. ANATOLE ABRAGAM, JEAN COMBRISSON et IONEL SOLOMON, présentée par M. Francis Perrin.

L'extension de l'effet Overhauser aux semi-conducteurs a permis d'augmenter considérablement le signal de résonance nucléaire dû au ^{29}Si en saturant la résonance des électrons de conduction d'un échantillon de silicium. La polarisation nucléaire ainsi obtenue se conserve pendant plusieurs minutes à la température ordinaire.

L'extension aux semi-conducteurs de la méthode, proposée par Overhauser [1] et appliquée par Slichter et Carver [2] pour accroître la polarisation nucléaire dans les métaux en saturant la résonance des électrons de conduction, présente les avantages suivants :

a. La faible conductivité de l'échantillon simplifie considérablement le problème de la pénétration du champ de radiofréquence, en particulier pour les hyperfréquences.

b. Du fait du petit nombre des électrons de conduction, les temps de relaxation nucléaires sont beaucoup plus longs que dans les métaux. Ceci permet de séparer complètement dans l'espace et dans le temps les deux opérations, polarisation nucléaire par application d'un champ intense à la fréquence électronique Ω et observation subséquente de cette polarisation à la fréquence nucléaire ω. Ce principe avait déjà été utilisé dans une expérience antérieure [3], où les protons d'une solution de radical paramagnétique en circulation continue traversaient une cavité résonnante où régnait un champ d'hyperfréquence, puis une bobine de résonance nucléaire, extérieure à la cavité.

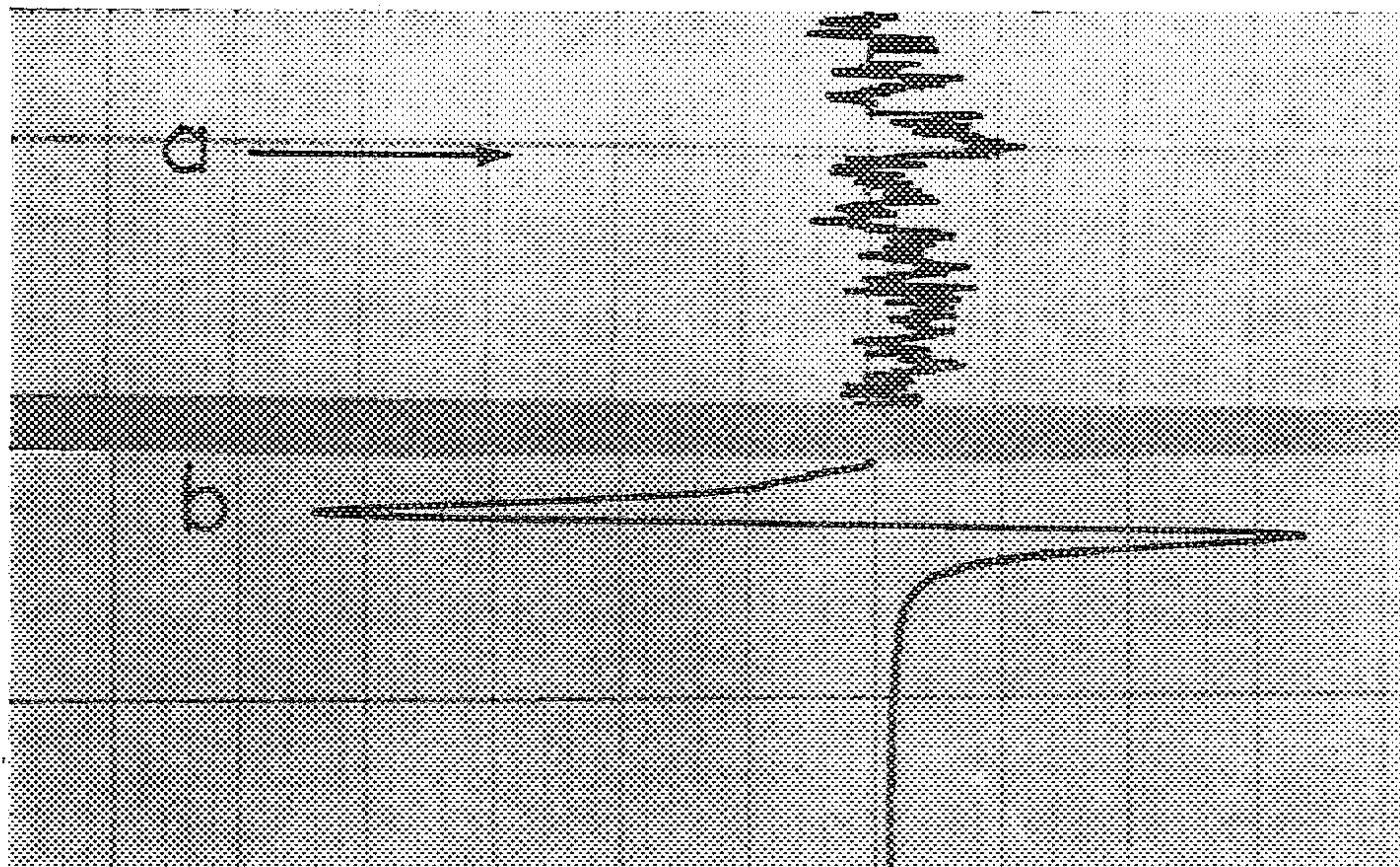
Dans un silicium de type *n*, pour toutes les températures sauf pour celle de l'hélium liquide, les atomes donneurs sont complètement ionisés et la relaxation nucléaire est assurée par les électrons de la bande de conduction. Dans ces conditions et en négligeant tout couplage hyperfin électron-noyau autre que l'interaction de contact de Fermi, l'accroissement de la polarisation de ^{29}Si (qui existe dans la proportion de 4,7 % dans le silicium naturel) est donné en grandeur et en signe par

$$(1) \qquad \frac{S}{S_0} = -\frac{\gamma(e)}{\gamma(^{29}\mathrm{Si})}\,\frac{s}{1+s} = -3\,300\,\frac{s}{1+s},$$

où le facteur de saturation $s = \gamma(e)H_1^2(T_1/\Delta H)$, H_1 est l'amplitude de la composante tournante du champ saturateur, ΔH la demi-largeur à mi-hauteur de la raie électronique qui a une forme de Lorentz et T_1 le temps de relaxation spin-réseau des électrons. Pour des électrons de conduction

$$T_1 = [\gamma(e)\,\Delta H]^{-1} \qquad \text{et} \qquad s = \left(\frac{H_1}{\Delta H}\right)^2.$$

Le signal des noyaux de ^{29}Si est observé à 3 300 gauss (2,8 MHz) par la méthode de passage rapide adiabatique ([4]). Avec le mode de détection utilisé (lock-in) le signal a une forme de dérivée de courbe d'absorption (*fig.* 1) et son amplitude mesure en grandeur et en signe la polarisation du ^{29}Si.



Signal de ^{29}Si de l'échantillon A (50 mm^3 de volume).

a. Pour une polarisation d'équilibre dans un champ de 3 300 gauss à 77° K.

b. Après une saturation partielle de la raie électronique dans un champ de 3 300 gauss à 77° K (le gain est réduit 15 fois).

La mesure des temps de relaxation nucléaire des divers échantillons utilisés (de résistivité comprise entre 0,015 et 1 Ω.cm) a donné des valeurs comprises entre 50 s et 1 h, peu sensibles (facteur 2 au plus) aux variations de la température entre 77 et 300° K et du champ magnétique entre 50 et 10 000 gauss. Une étude quantitative a été effectuée sur un échantillon A de 0,06 Ω.cm contenant 5.10^{16} atomes de phosphore par centimètre cube, où le temps de relaxation de 5 mn de ^{29}Si est suffisamment long pour mesurer la polarisation de ^{29}Si sans nécessiter un temps de polarisation prohibitif. La saturation des électrons et la mesure de la polarisation des noyaux étant effectuées dans des aimants différents, des précautions spéciales sont à prendre du fait que le temps de relaxation de ^{29}Si est beaucoup plus court dans le champ du laboratoire (0,4 gauss) qu'en champ élevé : 30 s au lieu de 5 mn pour l'échantillon A.

L'étude de la résonance des électrons de conduction (pour une fréquence de 9 200 MHz et un champ de 3 300 gauss) nous a confirmé les résultats de A. M. Portis et al. ([5]). La demi-largeur ΔH de la raie est 4 gauss à 77° K. L'échantillon est constitué de grains fins (de diamètre inférieur à 100 μ) en suspension dans la paraffine.

Pour saturer cette raie, le silicium est placé dans une cavité rectangulaire baignant dans l'azote liquide, alimentée par un magnétron fournissant 8 W en régime continu dont 4 W dissipés dans la cavité. Compte tenu du volume (10 cm³) et du coefficient de surtension de la cavité (800) l'amplitude H_1 est de 0,6 gauss ce qui permet de prévoir $s \simeq 3,8 . 10^{-2} \simeq s/(1+s)$ et $(S/S_0) \simeq 120$.

L'échantillon est irradié à la fréquence Ω pendant 15 mn puis transporté dans le spectrographe à résonance nucléaire où l'on observe le signal du ^{29}Si. La figure montre le résultat obtenu : la polarisation nucléaire est 100 fois sa valeur d'équilibre dans le champ H_0 à la même température. On notera que les signaux sont inversés comme prévu.

La même expérience a été faite dans un champ de 70 gauss pour une fréquence électronique Ω d'environ 200 MHz, avec un champ H. F. plus intense et un échantillon plus grand. Le signal S_0 correspondant à la polarisation d'équilibre dans ce champ étant inobservable, le signal augmenté S a été calibré par comparaison avec le signal d'équilibre dans un champ de 3 300 gauss d'où l'on a déduit un accroissement $(S/S_0) \simeq 1\,200$.

La description de l'état des spins nucléaires par une température au cours de la polarisation dynamique est rendue contestable par la présence d'un fort champ de radiofréquence. Elle est par contre légitime, postérieurement à l'opération de polarisation lorsque par suite de la longueur du temps de relaxation, le système des spins nucléaires est pratiquement isolé des influences extérieures (⁷). La température de ces spins dans le champ H_0 de 3 300 gauss immédiatement après l'irradiation est $T_i \simeq -77/100 = -0,77\,°K$. Le champ de 0,4 gauss que traverse l'échantillon au cours de son transfert d'un aimant dans l'autre étant bien supérieur au champ local, la polarisation nucléaire y est égale à celle qui existait dans le champ H_0, correspondant donc à une température de spins :

$$T_f = T_i \frac{H_f}{H_i} \simeq -10^{-4}\,°K.$$

Des expériences sont en cours pour essayer d'étendre ces résultats aux températures de l'hélium liquide de façon à obtenir des polarisations nucléaires de quelques pour cent utilisables en physique nucléaire.

(*) Séance du 10 février 1958.

(¹) A. Overhauser, *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 411.
(²) T. R. Carver et C. P. Slichter, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 212.
(³) A. Abragam, J. Combrisson et I. Solomon, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 157.
(⁴) R. G. Shulman et B. L. Wyluda, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 1127.
(⁵) Fournis par M. B. Dreyfus-Alain.
(⁶) A. M. Portis, A. F. Kip, C. Kittel et W. H. Brattain, *Phys. Rev.*, 90, 1953, p. 988.
(⁷) A. Abragam et W. G. Proctor, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1048.

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE. — *Croisement des fréquences de résonance nucléaire des chlores et des protons dans le paradichlorobenzène.* Note (*) de M. **Maurice Goldman**, présentée par M. Francis Perrin.

Les protons du paradichlorobenzène se polarisent rapidement dans un champ magnétique lorsque leur fréquence de résonance nucléaire est égale à l'une des fréquences de résonance des noyaux de chlore. L'examen de ce phénomène permet de déterminer les fréquences de résonance quadrupolaire des chlores et l'effet sur celles-ci du champ magnétique.

Lorsque des spins placés dans un champ magnétique possèdent des fréquences de résonance égales, ils peuvent, par suite de leurs interactions magnétiques, échanger leurs aimantations par un mécanisme qui ne fait pas varier l'énergie totale du système de spins, et qui peut ainsi être rapide car aucune énergie n'est demandée au réseau. M. Kastler a fait remarquer qu'une telle éventualité peut se produire entre deux espèces différentes de spins nucléaires lorsque l'une d'elles au moins est soumise à une interaction quadrupolaire, et a suggéré d'étudier l'influence d'un tel croisement de fréquences sur la vitesse de polarisation des noyaux. Nous avons étudié le cas des croisements de fréquences des protons et des noyaux de chlore dans le paradichlorobenzène, exemple proposé par M. Kastler. Ces croisements sont indiqués sur la figure 1, représentant en fonction du champ magnétique les fréquences de résonance des protons et d'un isotope de chlore correspondant à une orientation déterminée de l'axe quadrupolaire par rapport au champ magnétique.

Les noyaux de chlore possèdent un temps de relaxation spin-réseau court dû à la modulation de leur interaction quadrupolaire par les vibrations du cristal, tandis que les protons ont un temps de relaxation spin-réseau long. L'effet d'un croisement de fréquences doit être alors de raccourcir considérablement le temps de relaxation T_1 des protons.

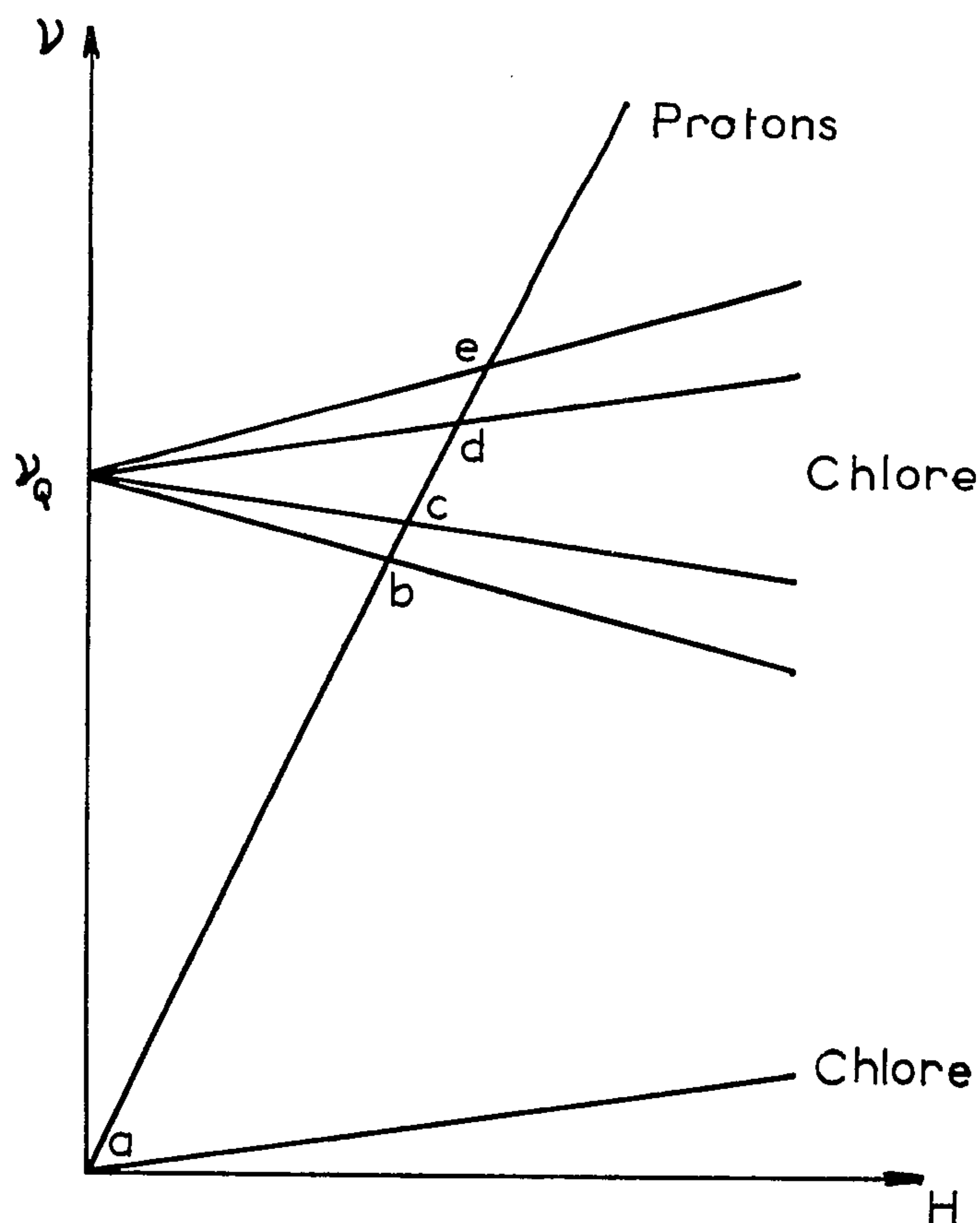
Le phénomène étudié est un phénomène de calorimétrie nucléaire, ainsi que dans les expériences de MM. Abragam et Proctor (1) effectuées pour un croisement de fréquences dans le champ local cristallin.

Résultats expérimentaux. — Nous avons déterminé les valeurs de champ magnétique pour lesquelles avaient lieu les croisements de fréquences dans un monocristal de paradichlorobenzène d'orientation fixe dans le champ magnétique. Le temps de relaxation T_1 propre des protons était dans nos échantillons de plusieurs minutes.

Nous avons mesuré la polarisation des protons par passage rapide, après que le cristal ait été soumis pendant des temps variables à un champ magnétique où a lieu un croisement de fréquences. Les protons étaient rapidement dépolarisés entre deux expériences en plaçant le cristal dans

un champ nul, ce qui correspond à un croisement de fréquences dans le champ local.

Nous avons ainsi, pour une orientation donnée du cristal, déterminé 16 valeurs de champ, situées entre 5 000 et 10 000 Oe, pour lesquelles se produisent les croisements de fréquences. Elles correspondent aux deux isotopes du chlore et aux deux orientations des axes quadrupolaires dans le cristal.



Variation des fréquences de résonance des chlores et des protons en fonction du champ magnétique.

Nous en avons déduit les valeurs de fréquences quadrupolaires suivantes, à 30° C :

$$\nu_Q^{35} = 34,28 \pm 0,06\ \text{MHz},$$
$$\nu_Q^{37} = 27,07 \pm 0,06\ \text{MHz},$$

en très bon accord avec les résultats de Dean et Pound ([2]), ([3]), et de Livingston ([4]).

Les angles des axes quadrupolaires avec le champ magnétique ont été trouvés, pour cette orientation, égaux à :

$$\alpha_1 = 0 \text{ à } 7^\circ,$$
$$\alpha_2 = 81 \text{ à } 84^\circ,$$

en bon accord avec les résultats obtenus par résonance quadrupolaire pour la structure du paradichlorobenzène ([2]), ([5]).

Des expériences sont en cours pour préciser la variation du temps de relaxation des protons à l'approche d'un croisement de fréquences.

(*) Séance du 10 février 1958.

(1) A. ABRAGAM et W. G. PROCTOR, *Phys. Rev.*, 106, n° 1, 1957, p. 160.

(2) C. DEAN, *Thèse*, Harvard University, 1952.

(3) C. DEAN et R. V. POUND, *J. Chem. Phys.*, 20, 1, 1952, p. 195.

(4) R. LIVINGSTON, *Phys. Rev.*, 82, 1951, p. 289.

(5) M. BUYLE-BODIN, *Thèse*, Paris, 1955.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'étude de la fumée du tabac par diffraction et microscopie électroniques.* Note de MM. **JEAN-JACQUES TRILLAT** et **JEAN CUZIN**, présentée par M. Louis de Broglie.

La diffraction électronique permet de déceler dans la fumée de tabacs d'origines diverses la présence de carbures paraffiniques saturés; la microscopie électronique, grâce à la mise en œuvre de techniques particulières, rend possible l'étude de la forme et des dimensions des particules constituant la fumée.

On sait l'intérêt qu'on porte actuellement à l'étude des constituants de la fumée du tabac et de leurs propriétés biologiques. Il a paru intéressant d'aborder aussi ces questions du point de vue physique en utilisant notamment les méthodes basées sur la diffraction et la microscopie électroniques. Nous résumerons dans cette Note les premiers résultats obtenus dans cette voie.

1. *Diffraction électronique.* — On dispose dans la fumée de tabac, durant quelques secondes, une face naturelle parfaitement propre d'un cristal de carbure de silicium. La préparation examinée par réflexion dans un diffractographe électronique donne alors le diagramme caractéristique d'une paraffine orientée avec ses chaînes hydrocarbonées disposées perpendiculairement au support. Ce diagramme est caractérisé par des bandes parallèles à la « ligne d'ombre » et traversées de spots indiquant la présence de microcristaux orientés. Un calcul simple permet d'en déduire la distance entre atomes de carbone, soit 1,26 Å, qui correspond exactement à celle des chaînes saturées aliphatiques [J.-J. Trillat ([1])], [J.-J. Trillat et Motz ([2])].

En recueillant un film mince de paraffine sur carbure de silicium, on observe, par réflexion, un diagramme analogue dont les bandes parallèles occupent exactement les mêmes positions que dans le cas des fumées de tabac.

L'aspect des clichés ne varie pratiquement pas suivant l'origine des tabacs examinés jusqu'ici.

On peut également recueillir la fumée sur une fine membrane de parlodion, de titane ou de carbone. L'examen par transmission fournit alors des anneaux de diffraction identiques à ceux déjà observés par J.-J. Trillat (*loc. cit.*) dans des recherches antérieures sur les paraffines. Les distances réticulaires correspondant aux dix premiers anneaux de diffraction coïncident parfaitement et les intensités relatives sont les mêmes. Ces anneaux sont souvent ponctués, ce qui indique la présence de cristaux ayant des dimensions de l'ordre de 0,1 μ.

Ces résultats montrent l'extrême sensibilité de la méthode de diffraction électronique, mais ne suffisent cependant pas à déterminer la nature et le nombre d'atomes de carbone des paraffines qu'elle permet de déceler dans la fumée du tabac. Ces mesures ont été effectuées par la diffraction des rayons X et seront données dans une prochaine Note.

2. *Microscopie électronique.* — Il est assez difficile d'obtenir en Microscopie électronique le faciès des particules constituant la fumée. Si l'on ne prend pas de précautions spéciales il se produit dans le vide de l'appareil et sous l'action du bombardement électronique, une évaporation plus ou moins rapide. La nature du support servant à recueillir la fumée joue aussi un rôle important suivant sa mouillabilité et la manière dont s'y fait la condensation des fumées. Nous avons obtenu de bons résultats en utilisant des membranes-supports préparées par évaporation de titane ou de carbone (épaisseur de 50 à 100 Å).

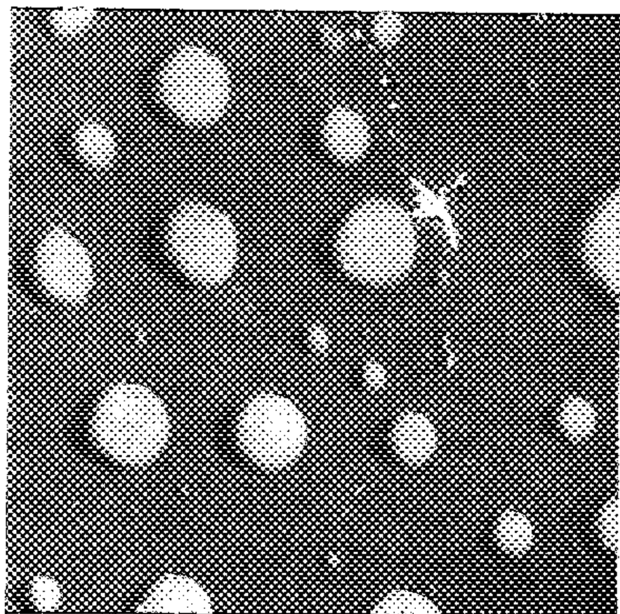


Fig. 1. — Fumée de tabac entre deux membranes de carbone ombrée au titane. (G × 4 000.)

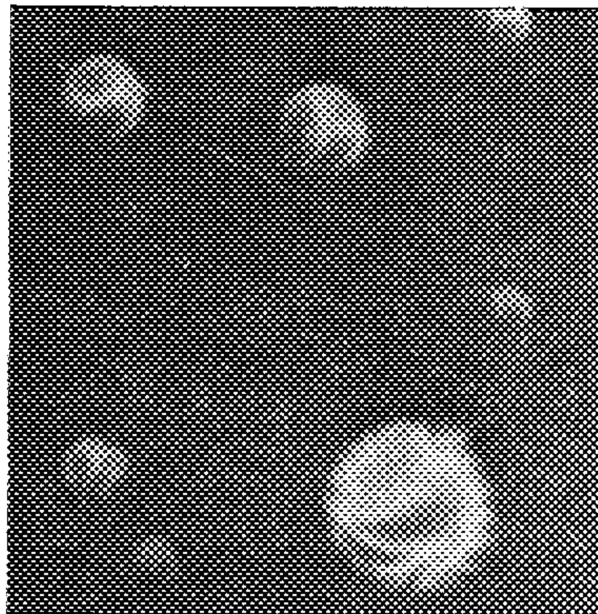


Fig. 2. — Fumée recueillie sur carbone. Ombrée au titane. (G × 4 000.)

La membrane étant exposée une dizaine de secondes à quelques centimètres d'une cigarette en voie de combustion, l'observation directe montre la présence de gouttelettes apparemment sphériques, de dimensions parfois

très diverses, dont l'opacité diminue peu à peu sous le faisceau d'électrons. On note parallèlement la disparition très rapide du diagramme de diffraction (paraffines) signalé plus haut.

Le dépôt peut être ombré au titane sous un angle de 10° environ et, afin de le fixer, on procède ensuite à un dépôt de carbone sous incidence normale. Dans ces conditions on obtient de bonnes micrographies électroniques montrant la présence de nombreux globules non pas sphériques mais d'autant plus aplatis qu'ils sont plus gros (*fig.* 1). Un simple ombrage au titane fait apparaître sur la plupart des globules une « structure » constituée par une peau plus ou moins plissée (*fig.* 2) provenant sans doute d'une dessiccation et de l'évaporation de certains constituants. Il apparaît quelquefois à l'intérieur des globules une sorte de squelette résiduel. Il serait évidemment d'un grand intérêt de pouvoir donner l'interprétation de ces différents aspects observés sous le faisceau d'électrons et de localiser les paraffines; des essais de microdiffraction ont été tentés dans ce but, mais les résultats sont encore incertains par suite de difficultés expérimentales que nous espérons résoudre prochainement.

(1) J.-J. Trillat, *Thèse*, Paris, 1926, *Ann. Phys.*, juillet-août 1926.
(2) J.-J. Trillat et H. Motz, *Z. Kristall.*, A, 91, 1935, p. 248; *Ann. Phys.*, 4, octobre 1935, p. 273-304.

CINÉTIQUE CHIMIQUE. — *Sur la réactivité des radicaux libres produits par la scission thermique de peroxydes asymétriques.* Note de MM. Jacques Vuillemenot, Jean Messiet et Albert Banderet, présentée par M. Paul Pascal.

On présente deux exemples de peroxydes asymétriques qui, par la chaleur, se scindent en deux radicaux libres dont l'un seulement est capable de déclencher une polymérisation.

La scission thermique d'un peroxyde de constitution symétrique, tel le peroxyde de benzoyle, fournit deux radicaux libres de formules chimiques identiques auxquels on peut vraisemblablement attribuer la même réactivité.

Au contraire, un peroxyde asymétrique tel l'hydroperoxyde de butyle tertiaire fournit deux radicaux libres de constitutions différentes.

Ces radicaux sont-ils tous deux capables de déclencher la polymérisation?

Nous avons étudié à ce point de vue un polystyrène dont la molécule avait été munie à chacune de ses extrémités d'un groupe peroxyde et un polysébaçate d'hexanediol portant en bout de chaîne un groupe perester.

Dissous dans une solution benzénique de nitrile acrylique à 20 % en volume, ces produits y déclenchent une polymérisation avec apparition d'un trouble

stable, mais sans formation de précipité. Le polymère séparé par précipitation au méthanol, contient 20 % de nitrile acrylique. Il se redissout dans le benzène en redonnant la même solution trouble. Pourtant, l'homopolynitrile acrylique formé dans ce même milieu à l'aide de peroxyde de benzoyle et en présence de polyester inerte y est bien insoluble.

Il faut conclure que, des deux fonctions radical libre créées par la scission thermique du groupe peroxyde, seule celle qui est portée par le reste macromoléculaire est capable de déclencher la polymérisation.

La cinétique macromoléculaire élémentaire confirme bien l'existence de deux radicaux de réactivités différente après la scission thermique du perester butylique tertiaire du polysébaçate d'hexanediol.

Dans 50 cm^3 de benzène, on dissout 40 cm^3 de méthacrylate de méthyle et 6 gr de polysébaçate d'hexanediol contenant 0,9 groupe perester de butyle tertiaire par molécule, et chauffe le tout 10 h à 80°. On précipite au méthanol et hydrolyse le produit séparé en le cuisant 4 h à reflux dans un mélange de 15 cm^3 d'acide sulfurique à 15 % et de 20 cm^3 de dioxanne. Les 8 g de polyméthacrylate de méthyle ainsi obtenus ont un poids moléculaire viscosimétrique de 91 500 (1).

On répète la même expérience en remplaçant le polyester perester par le même poids de polyester non peroxydé, plus la quantité stœchiométriquement équivalente de peroxyde de benzoyle. En 70 mn, on obtient un produit qui, après hydrolyse, abandonne 8 gr de polyméthacrylate de méthyle de poids moléculaire viscosimétrique 105 000.

Admettons qu'au cours de la première expérience seuls les radicaux libres portés par un support macromoléculaire soient capables de provoquer la polymérisation, les autres n'étant capables que de se combiner à un radical libre.

Appelons

k_p la constante de vitesse de la réaction de propagation en polymérisation;

k_{t1} la constante de la vitesse de la réaction entre deux chaînes polyméthacrylate en croissance;

k_{t2} la constante de vitesse de la réaction entre une de ces chaînes en croissance et un petit radical non polymérisant;

k_{t3} la constante de vitesse de la réaction entre deux petits radicaux non polymérisants;

m la concentration en monomère;

t le temps;

P le degré de polymérisation;

On peut montrer qu'on a pour la seconde réaction :

$$\mathrm{P}\frac{dm}{dt}=\frac{k_p^2 m^2}{k_{t1}}$$

et pour la première :

$$\mathrm{P}\frac{dm}{dt}=\frac{k_p^2 m^2}{k_{t1}+k_{t2}\sqrt{\dfrac{k_{t1}}{k_{t3}}}}$$

sans tenir compte d'éventuels transferts. En utilisant, au lieu de la moyenne en nombre, la valeur de P trouvée par viscosimétrie, et pour dm/dt la quantité de polyméthacrylate de méthyle obtenue divisée par la durée de l'opération on trouve

$$\frac{k_{t2}}{\sqrt{k_{t1}\,k_{t3}}} = 9,$$

valeur qui illustre bien la relative inertie des petits radicaux incapables de déclencher la polymérisation.

(1) S. N. Chinai, J. D. Matlack, A. L. Resnick et R. J. Samuels, *J. Polym. Sc.*, 17, 1955, p. 391.

MÉTALLOGRAPHIE. — *La formation du graphite de recuit dans les aciers et les fontes blanches.* Note (*) de MM. **Jacques Pomey**, **Robert Lafont** et **Louis Abel**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Dans les aciers extra-durs ayant subi trempe et revenu puis recuit de graphitisation chaque plaquette de martensite peut donner une plaquette monocristalline de graphite, ce qui confirme les phénomènes de cohérence : martensite → carbure ε et d'épitaxie : ε → graphite. Par ailleurs l'énergie d'activation de la croissance du graphite semble celle d'auto-diffusion du fer, aussi bien à l'état α qu'à l'état γ.

Dans une Note précédente, nous avons montré que la trempe martensitique (ou bainitique inférieure dans certains cas) suivie de revenu conduit au carbure ε hexagonal, et ce dernier se décompose ensuite en donnant des germes de graphite. Comme la maille hexagonale du carbure est double à 5 % près de celle du graphite, ce carbure permet la formation de germes mais non pas le développement épitaxique de cristaux qui entraînerait des tensions énormes. Nous avions montré la relation de causalité entre ces traitements de germination et les grains de graphite apparaissant à plus haute température.

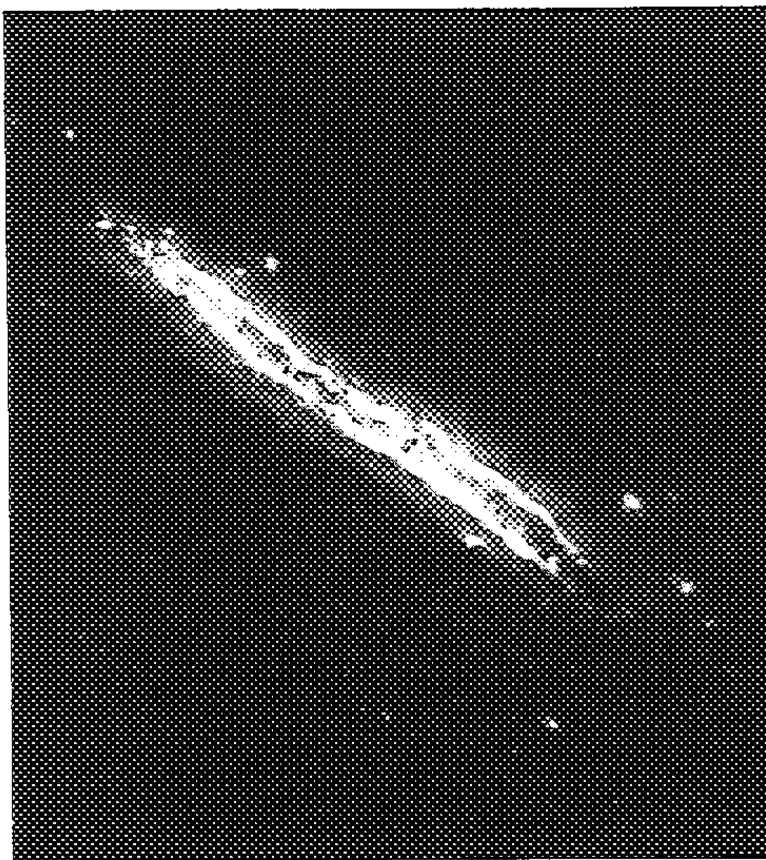
Pour étudier les orientations cristallographiques du graphite nous devons utiliser le microscope optique polarisant et pour résoudre les structures nous avons cherché à obtenir celles-ci aussi grossières que possible. A cet effet, nous avons coulé l'acier de composition : C = 1,38; Si = 1,68; Mn = 0,70; Cu = 2,2; Al = 0,1 % en coquille métallique pour obtenir des baguettes moulées de 4 mm de diamètre. Grâce à la haute teneur en Si qui accroît la surfusion, la concentration en carbone de l'austénite de solidification est élevée et, par suite, la trempabilité. La structure après refroidissement est austénite et martensite. Les premières plaquettes de martensite qui apparaissent au refroidissement du moulage sont géantes, parce qu'elles ont les dimensions transversales des plans réticulaires de l'austénite de solidification. Après refroidissement à l'azote liquide la décomposition de l'austénite s'est poursuivie (*fig.* 1).

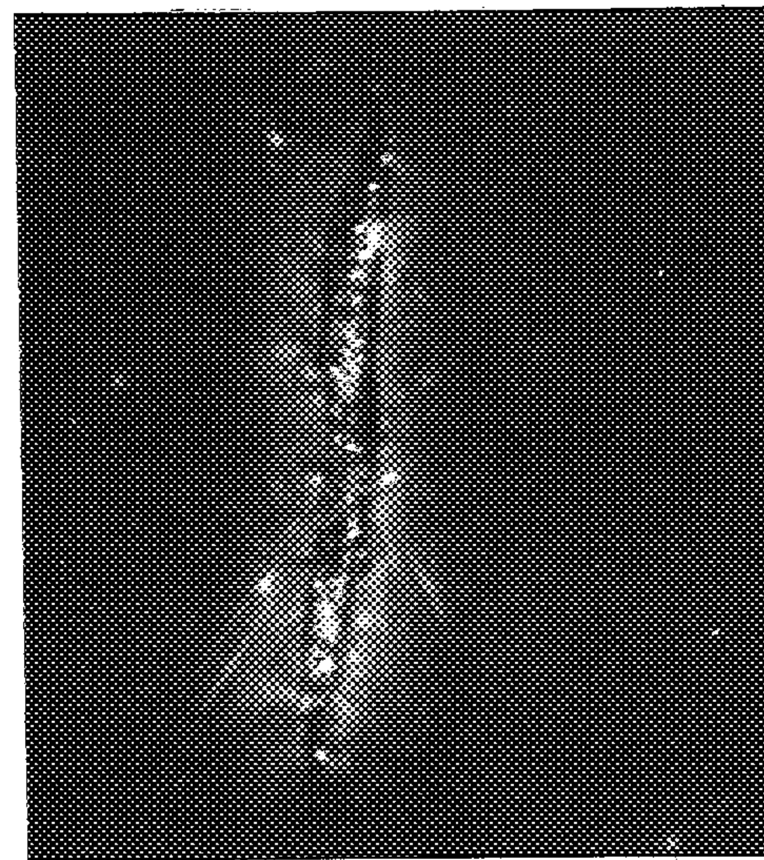


Moulage traité au froid.
Attaque nital 3 %.
(× 1 300).



Moulage traité au froid, revenu 350°, 1 h. Attaque électrolytique (sulfocyanure 5 % + citrate de soude 15 %).
Éclairage oblique. (× 1 300).





Moulage traité au froid, revenu 450°, 48 h. Recuit 740°, 48 h.
Sans attaque. Éclairage polarisé. Même grain pour deux positions de l'analyseur à 90°.
(× 2 000) (× 2 000)

Ensuite un revenu de la martensite à 350°, 1 h donne le carbure ε, visible en bas-relief sur la figure 2 grâce à une attaque électrolytique préférentielle de la ferrite. Après traitement au froid, revenu à 450° durant 48 h pour développer les germes, puis recuit à 740°, 48 h pour graphitiser, nous observons des plaquettes de graphite à la place des grandes aiguilles de martensite et de même dimension. En examinant en lumière polarisée, nous constatons (*fig.* 3 et 4) qu'elles sont monocristallines.

Ceci s'interprète par le fait qu'il est connu que le carbure hexagonal se forme de manière cohérente avec la martensite qui lui donne naissance. Cette expérience confirme donc que le graphite prend en outre naissance à partir de ce carbure par épitaxie.

D'autre part, reprenant une technique mise au point par MM. P. Chevenard et A. Portevin, nous avons coulé une fonte de composition : $C = 2,6$; $Si = 1,5$; $Mn = 0,8$; $Cu = 1,2$; $Al = 0,1$ %; en coquille métallique sous forme de baguettes de 4 mm de diamètre pour étude dilatométrique; celles-ci étaient constituées de cémentite primaire, austénite et martensite. Elles ont été traitées à l'azote liquide pour achever la transformation martensitique, revenues à 450°, 24 h pour provoquer la germination du graphite à partir de ε, et chauffées à 725°, 20 mn pour provoquer la maturation des germes en les amenant à l'état de cristaux de graphite encore infiniment petits mais toutefois suffisants pour que la graphitisation ultérieure ne comprenne ni période d'incubation, ni accroissement du nombre de grains. Dans ces conditions, nous étudions au dilatomètre Chevenard la cinétique de la graphitisation isotherme. Nous avons opéré d'une part à 700-720-740°, la matrice étant à l'état ferritique α et, d'autre part, à 810-830-850°, la matrice étant à l'état austénitique γ.

Si nous exprimons la vitesse de graphitisation linéaire dl/dt en fonction de la température, par une expression de la forme $dl/dt = A\,e^{-Q/RT}$, nous trouvons les énergies d'activation par atome de carbone de 69 000 cal à l'état α et 72 000 cal à l'état γ [contre 58 000 à 74 000 indiqués antérieurement (1) dans le fer γ].

Nous voyons que la croissance du graphite n'est pas régie par la diffusion du carbone, car les énergies d'activation de la diffusion du carbone sont 18 000 état α et 32 000 état γ. Mais par contre, compte tenu de l'imprécision de ces déterminations, nous retrouvons l'énergie d'auto-diffusion du fer aux deux états α et γ [64 000 pour le fer α et 68 000 (2) pour le fer γ]. Ceci s'explique aisément par la très faible densité du graphite qui, pour se développer, exige l'expulsion des atomes de fer à la faveur de la mobilité des lacunes et des dislocations. Ce phénomène est moins aisé que la diffusion du carbone et par conséquent conditionne la réaction.

(*) Séance du 10 février 1958.

(1) J. Burke et M. S. Owen, *J. Iron Steel Inst.*, février 1954, p. 147-155.

(2) C. Leymonie et P. Lacombe, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1922; Koulikov et Popov, *Application des radioisotopes à la métallurgie*, Moscou, 1955.

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Combinaisons d'insertion du polyoxyéthylène-glycol dans l'urée.* Note de MM. **Jacques Parrod** et **André Kohler**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Les polyoxyéthylène-glycols de masses moléculaires moyennes respectives 2 850, 5 800, 8 100, 18 100, dissous dans le benzène sont lentement absorbés par l'urée pulvérisée. Dans les mêmes conditions, la solution d'un mélange s'appauvrit en molécules lourdes.

Le phénomène d'insertion de longues molécules à l'intérieur des canaux du réseau cristallin modifié de l'urée est bien connu; cependant la recherche de combinaisons analogues à partir de macromolécules ne semble pas avoir fait l'objet d'études systématiques. C'est ainsi que plusieurs brevets (1) couvrent la préparation de détergents solides par mélange de l'urée avec des polyoxyéthylène-glycols, ou avec des éthers-oxydes qui en dérivent. Mais les masses moléculaires moyennes des produits utilisés ne dépassent guère 1000.

Kern et Schmidt (2) ont fractionné des polysuccinates d'hexane-diol-1.6 sur des colonnes d'urée, et pensent que les résultats positifs de leurs essais sont dus à la formation de combinaisons d'insertion.

Nous avons employé des polyoxyéthylène-glycols déjà bien étudiés en vue d'autres travaux (3)



$$HO-(CH_2-CH_2-O)_n-H.$$

Ils ont été purifiés par cristallisation dans un mélange d'alcool méthylique et d'éther. Les masses moléculaires moyennes en poids des différents échantillons ont été calculées à partir de leur viscosité intrinsèque.

Elles ont pour valeurs respectives : 2 850, 5 800, 8100 et 18100.

Dans 20 cm³ d'une solution benzénique à 5 % de l'un de ces échantillons de polyoxyéthylène-glycol, sont mis en suspension 10 g d'urée finement pulvérisée, puis le mélange est placé sur une machine à agiter. Après 24 h, le soluté a complètement disparu. Cette opération est répétée plusieurs fois jusqu'à saturation de l'urée, ce qui demande 400 à 500 h, car la vitesse d'absorption diminue. Lorsque l'échantillon utilisé est de masse moléculaire 8100, le produit solide essoré, lavé au benzène et séché à l'étuve à 100° C, contient 35 g de composé macromoléculaire pour 100 g d'urée, proportion confirmée par l'analyse élémentaire. Ainsi, 100 mol d'urée ont contribué à l'insertion d'une chaîne linéaire de 143 atomes,

chiffre proche de celui qui a été trouvé pour les combinaisons d'insertion des paraffines légères dans l'urée.

La combinaison obtenue à partir de l'échantillon de masse moléculaire 8100 fond à 139° sur le bloc Maquenne, au lieu de 132°,7 et 54° respectivement, pour les constituants. Sa stabilité dans le benzène bouillant, par ailleurs bon solvant des polyoxyéthylène-glycols, est remarquable.

Il s'agit donc là d'une espèce chimique définie, à la masse moléculaire près. Cependant son spectre d'absorption infrarouge entre 2 et 14 μ, ne diffère pas de celui d'un mélange grossier des deux composants.

Il est possible d'envisager l'application des phénomènes d'inclusion au fractionnement des hauts polymères, ainsi que le montre l'expérience suivante.

On prépare une solution benzénique contenant 5 % d'un mélange à parties égales de polyoxyéthylène-glycols de masses moléculaires moyennes en poids respectives 2 850 et 18100; la même grandeur relative au mélange, déterminée à partir de mesure de viscosité est 10 200 (calculé 10 475). A 80 cm³ de la solution sont ajoutés 10 g d'urée, puis on agite pendant 45 h. Les 3/4 du soluté sont alors absorbés et la masse moléculaire moyenne en poids de la partie restée dissoute est passée à 6 750.

(1) U. S. Patent 2.724.699, 2.724.700, 2.727.025, 1955; Brit. Pat. 748.877, 1956; *J. Amer. Oil. Chemist's Soc.*, 32, 1955, p. 249.

(2) *Makromol. Chem.*, 16, 1955, p. 74.

(3) CH. SADRON et P. REMPP, Communication au Congrès de Prague, 1957; P. REMPP et H. BENOIT, *J. Pol. Science*, 24, 1957, p. 155; P. REMPP, *J. Chim. Phys.*, p. 421-467.

(Centre de Recherches sur les Macromolécules, Strasbourg.)

CHIMIE THÉORIQUE. — *Potentiel d'ionisation et force basique des hétérocycles polyazotés* (1). Note de M. **TAKESHI NAKAJIMA** et Mme **ALBERTE PULLMAN**, présentée par M. Louis de Broglie.

Un groupe d'auteurs japonais (2) a mesuré récemment le premier potentiel d'ionisation des diazines benzéniques. Il ressort de ces mesures que les diazines sont moins facilement ionisables que la pyridine, l'ordre des potentiels croissants étant pyridazine, pyrimidine, pyrazine. Ces auteurs estiment que leurs résultats suggèrent fortement que ce premier potentiel d'ionisation est dû aux électrons du doublet libre de l'azote.

On peut considérer comme une confirmation indirecte de cette conception le fait que des calculs de potentiel d'ionisation des électrons π des liaisons doubles, tant par la méthode de Hückel (2) que par la méthode du champ self-consistant (3), ne correspondent pas du tout à l'ordre expérimental. Néanmoins, des calculs approximatifs, effectués pour le potentiel d'ioni-

sation du doublet [2], ne donnent pas non plus un accord excellent avec l'expérience.

Étant particulièrement intéressés par les propriétés des hétérocycles polyazotés en relation avec nos recherches sur la structure électronique des bases pyrimidiniques et puriques qui entrent dans la constitution des acides nucléiques et des substances apparentées intervenant en chimiothérapie anticancéreuse [4], nous avons repris le calcul théorique des potentiels d'ionisation des doublets libres par une méthode perfectionnée utilisant un procédé de champ self-consistant semi-empirique [5]. Les résultats obtenus pour les diazines benzéniques sont présentés dans les premières lignes du tableau, où ils sont comparés aux résultats expérimentaux. On constate cette fois un accord excellent entre les données expérimentales et les valeurs théoriques.

D'un autre point de vue, nous avons remarqué qu'il existait *un parallélisme entre la facilité d'ionisation, expérimentale ou calculée, des diazines benzéniques et leur force basique* (*voir* les colonnes appropriées du tableau). L'existence d'une telle corrélation nous a paru extrêmement intéressante étant donné les difficultés qu'il y a à relier d'une façon satisfaisante la force basique des hétérocycles polyazotés avec d'autres caractéristiques électroniques de ces molécules, par exemple les charges, q_N, de leurs azotes (*voir* tableau). Ajoutons qu'un argument complémentaire en faveur de cette relation se trouve dans le parallélisme qu'on peut établir également entre la décroissance du potentiel d'ionisation des dérivés méthylés de la pyridine [2] et l'accroissement de leur basicité.

Nous avons donc essayé de voir si le calcul des potentiels d'ionisation des doublets libres dans des composés plus volumineux et plus complexes que les diazines précédentes, tels que les diazines naphtaléniques ou anthracéniques, permettraient de reproduire l'ordre expérimental des forces basiques. Comme le montre la partie inférieure du tableau, il en est effectivement ainsi, ce qui confirme la valeur de la corrélation indiquée.

L'examen du tableau montre encore que le potentiel d'ionisation calculé dans la même approximation pour la ptéridine rend compte de façon très satisfaisante de la grandeur de son pK_a expérimental, ce qui paraît indiquer que la relation est valable non seulement dans les diazines, mais probablement aussi dans les polyazines supérieures.

Signalons enfin qu'on trouve également par le calcul une relation linéaire entre le potentiel d'ionisation du doublet libre et la basicité dans la série imidazole, benzimidazole, purine.

L'ensemble de ces résultats peut avoir une signification biochimique importante étant donné le rôle qu'on est tenté d'attribuer aujourd'hui aux caractéristiques électroniques des doublets libres dans les processus biochimiques fondamentaux [7].

Formule.	Nom.	Potentiel d'ionisation expérimental (eV).	Potentiel d'ionisation calculé (eV).	pK_a (6).	q_N.	q_N (S. C. F.) (2).
	Pyridine	9,76	9,74	5,23	1,157	1,100
	Pyridazine	9,86	9,81	2,33	1,098	1,055
	Pyrimidine	9,91	9,88	1,30	1,161	1,112
	Pyrazine	10,01	10,07	0,6	1,118	1,082
	Phtalazine	–	9,55	3,47	1,120	–
	Quinazoline	–	9,55 10,86	3,51 (3,2)	$q_1 = 1,181$ $q_3 = 1,166$	
	Cinnoline	–	9,74 9,81	2,70	$q_1 = 1,094$ $q_2 = 1,079$	
	Quinoxaline	–	10,00	∼0,8	1,121	–
	Phénazine	–	9,84	1,23	1,123	–
	Ptéridine	–	9,55	4,1	$q_1 = 1,182$	

Les calculs ont été effectués en admettant, en première approximation, la même valeur de l'intégrale de cœur de l'azote pour toutes les molécules considérées. D'autres calculs, dont nous rendrons compte dans un article détaillé, montrent que cette approximation est légitime au sein de la série des diazines mono et même polybenzéniques. Ce n'est qu'au passage d'un cycle monoazoté à un cycle polyazoté qu'un changement de cette intégrale est nécessaire. Cette variation aurait, en gros, pour effet de diminuer la valeur du potentiel calculé de la pyridine par rapport à celui des diazines.

Les détails des calculs et une discussion complète seront donnés au *Bulletin de la Société Chimique de France.*

(1) Ce travail a bénéficié d'une subvention du Public Health Service des États-Unis.

(2) I. Omura, H. Baba, K. Higasi et Y. Kanaoka, *Bull. Chem. Soc. Japan*, **30**, 1957, p. 633.

(3) R. Mc. Weeny et T. E. Peacock, *Proc. Phys. Soc.*, A 70, 1957, p. 41.

(4) A. Pullman, B. Pullman et G. Berthier, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 380; A. Pullman et B. Pullman, *Comptes rendus*, **246**, 1958, p. 611; *Bull. Soc. Chim.* (sous presse).

(5) C. C. J. Roothaan, *Rev. Mod. Phys.*, **23**, 1951, p. 69; R. Pariser et R. G. Parr, *J. Chem. Phys.*, **21**, 1953, p. 767; J. A. Pople, *Trans. Faraday Soc.*, **21**, 1953, p. 767.

(6) A. Albert, R. J. Goldacre et J. Phillips, *J. Chem. Soc.*, 1948, p. 2240.

(7) A. Szent-Gyorgyi, *Bioenergetics*, Academic Press, New-York, 1957; C. Reid, *Excited states in chemistry and biology*, Butterworths Scient. Publ., Londres, 1957.

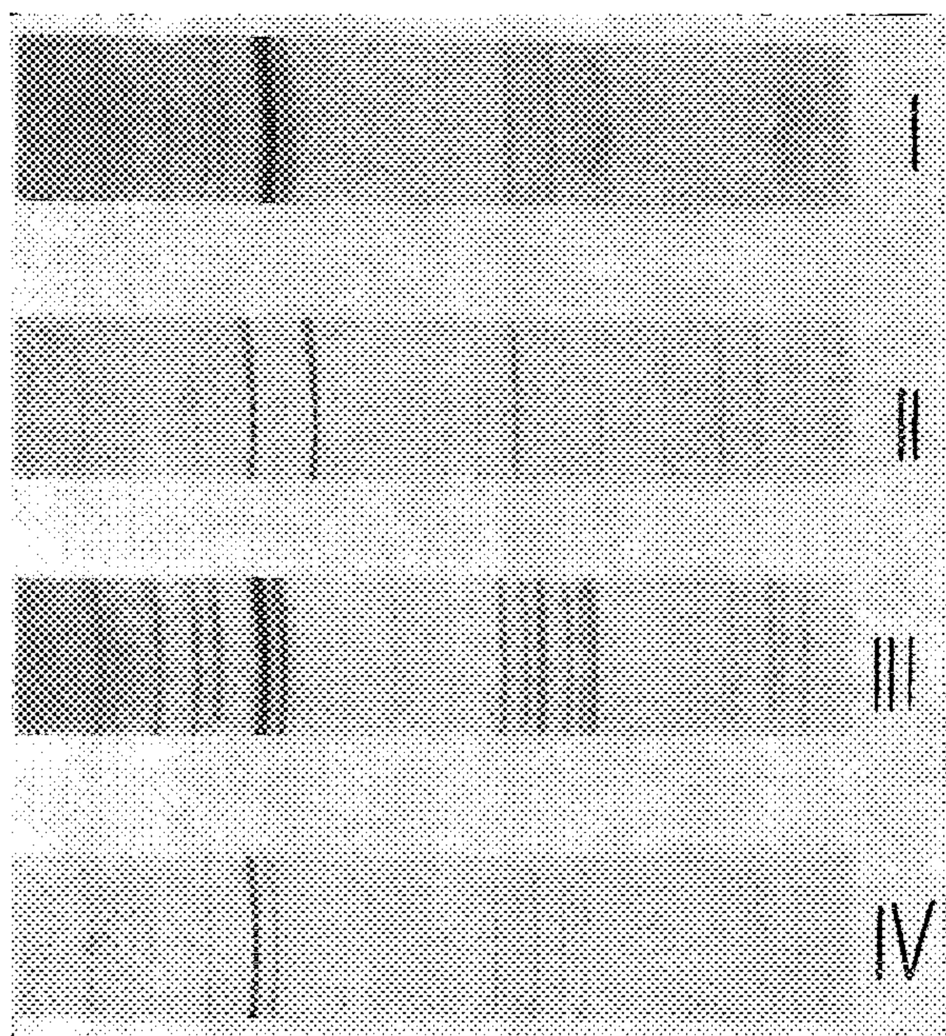
CHIMIE MINÉRALE. — *Synthèses d'apatites phosphostronciques.* Note (*) de M. **Ali-Naghi Akhavan Niaki** et M. **Robert Wallaeys**, présentée par M. Georges Chaudron.

La préparation des apatites phosphocalciques, composés de formules $[Ca_3(PO_4)_2]_3$, $CaX_2(X = F, Cl, OH, Br, \ldots)$, a été étudiée au cours de recherches antérieures au laboratoire de Vitry (1), (2). Nous nous proposons ici d'indiquer de nouveaux résultats obtenus dans la synthèse des apatites phosphostronciques, dont la formule dérive de la précédente par le remplacement du calcium par le strontium. Nous exposerons dans cette Note l'étude de composés obtenus par voie humide.

Nous avons préparé le phosphate tristroncique hydraté par double décomposition entre le phosphate disodique et le chlorure de strontium dissous, en milieu ammoniacal. On obtient dans ces conditions un précipité qui, après séchage à 90°, donne un diagramme de rayons X correspondant à celui d'une apatite (*fig.* 1). L'étude de la pyrolyse de ce composé, par thermopesée, met en évidence des phénomènes semblables à ceux que l'on observe avec le phosphate tricalcique hydraté (1) : en particulier, le chauffage de ce phosphate jusqu'à 900° C conduit à la formation de phosphate tristroncique anhydre, dont le cliché de rayons X est comparable à celui du phosphate tricalcique correspondant (*fig.* 2) (1). Cette transfor-

mation est accompagnée du départ de 0,5 mole d'eau pour 3 moles de phosphate tristroncique anhydre.

On peut donc dire que le phosphate tristroncique précipité est un semi-hydrate de formule $[Sr_3 (PO_4)_2]_3$, 0,5 H_2O, analogue au phosphate tricalcique hydraté précipité.



Diagrammes de diffraction des rayons X.

I. Phosphate tristroncique hydraté.
II. Phosphate tristroncique anhydre.
III. Hydroxyapatite stroncique précipitée.
IV. Hydroxyapatite stroncique calcinée.

Nous avons également préparé par voie humide l'hydroxyapatite stroncique précipitée en neutralisant une solution d'acide orthophosphorique par un lait de stronciane jusqu'à virage de la phénolphtaléine. Au cours de son chauffage jusqu'à 950° C cette apatite se comporte comme l'hydroxyapatite calcique : en particulier, son diagramme de rayons X ne se modifie pratiquement pas comme on le voit sur les figures 3 et 4.

Les paramètres cristallographiques de la maille hexagonale de l'hydroxyapatite stroncique calcinée (mesurés par comparaison avec la maille de chlorure de sodium : $a = 5{,}6273$ kX) sont $a = 9{,}74_3$ kX et $c = 7{,}26_2$ kX. Ces valeurs, légèrement différentes de celles qu'a indiquées Klement ([3]), sont nettement supérieures à celles qui caractérisent l'hydroxyapatite calcique ($a = 9{,}40_3$ kX et $c = 6{,}86_6$ kX) ([1]).

On voit donc que les apatites calciques et stronciques précipitées pré-

sentent de nombreuses analogies. On constate cependant une différence notable entre leurs paramètres cristallographiques : cela nous autorise à penser que les apatites stronciques sont susceptibles de se prêter à certaines synthèses plus aisément que les apatites calciques correspondantes. C'est en effet ce que nous avons constaté et nous exposerons prochainement de nouveaux résultats à ce sujet.

(*) Séance du 10 février 1958.

(1) R. WALLAEYS, *Thèse*, *Ann. Chimie*, 7, 1952, p. 808.

(2) G. CHAUDRON, R. WALLAEYS et G. MONTEL, *C. R. du 27e Congrès de Chimie industrielle*, Bruxelles, t. II, septembre 1954, p. 582-585.

(3) R. KLEMENT, *Z. anorg. Chem.*, 242, 1939, p. 215.

CHIMIE MINÉRALE. — *Réaction d'équilibre entre le calcium, le baryum et leurs chlorures fondus.* Note (*) de Mlle HÉLÈNE OSTERTAG, présentée par M. Louis Hackspill.

La réaction d'équilibre $Ca + BaCl_2 \rightleftharpoons Ba + CaCl_2$ a été étudiée à 1 000° C. La moyenne de la constante K_p trouvée expérimentalement est en excellent accord avec la valeur calculée. Mais K_p varie considérablement avec la composition des phases. On en déduit l'existence de chaleurs de mélanges notables.

Poursuivant l'étude des réactions entre sels et métaux alcalino-terreux fondus (1), (2) nous avons examiné l'équilibre $Ca + BaCl_2 \rightleftharpoons Ba + CaCl_2$ à 1000° C.

Données thermodynamiques. — On sait que le chlorure de baryum et le chlorure de calcium sont complètement miscibles à l'état fondu. Les résultats de notre étude montrent qu'il en est de même pour le calcium et le baryum. Le système composé d'une phase saline et d'une phase métallique est alors bivariant : la composition de l'alliage Ca-Ba dépend de celle de la phase saline à une température donnée.

Le calcul de l'énergie libre de la réaction à partir des énergies de formation des chlorures fondus donne entre 1233 et 1783° K

$$\Delta G_T = +2\,520 - 24,44\,T \log T + 84,1\,T,$$

d'où

$$\log K_p = \frac{-550,6}{T} + 5,341 \log T - 18,38,$$

ce qui donne, à 1273° K,

$$K_p = \frac{(Ba)(CaCl_2)}{(Ca)(BaCl_2)} = 5,89.10^{-3} \qquad \text{et} \qquad \Delta G = +12\,990 \text{ cal.}$$

L'équilibre est fortement déplacé vers la formation de Ca et $BaCl_2$.

Réalisation pratique. — L'équilibre a été réalisé dans des tubes scellés en acier décarburé et débarrassé de toute trace de S et de P. Les sels anhydres étaient préparés par fusion des chlorures purs en présence de chlorure d'ammonium. Les métaux offerts par l'industrie étaient redistillés sous vide et fondus sous pression d'argon. La fermeture des tubes était réalisée par soudure autogène, ce qui n'est pas sans inconvénient avec des métaux aussi réactifs; la soudure électrique aurait été préférable. Malgré les précautions prises, nous n'avons pas toujours pu éviter la formation de nitrures et d'oxydes dont la présence faussait l'équilibre étudié. Ces expériences ont été systématiquement rejetées.

Analyse. — La séparation des phases solidifiées se fait facilement. Les métaux sont soigneusement débarrassés des sels attachés. La phase saline contient toujours des quantités notables de métaux finement dispersés qui, à 1000° C, étaient dissous dans les sels fondus et qui ne peuvent être séparés des sels solidifiés.

Comme pour l'équilibre précédemment décrit ([2]), le calcium d'une série récente d'expériences était dosé par photométrie de flamme à l'aide de la méthode dite à étalon interne de lithium. L'interférence avec le baryum présent est faible, mais non négligeable. Nous l'avons éliminée en introduisant une quantité constante de baryum dans les étalons et en ajustant les solutions à doser à la même teneur. La précision obtenue était de l'ordre de 1 %.

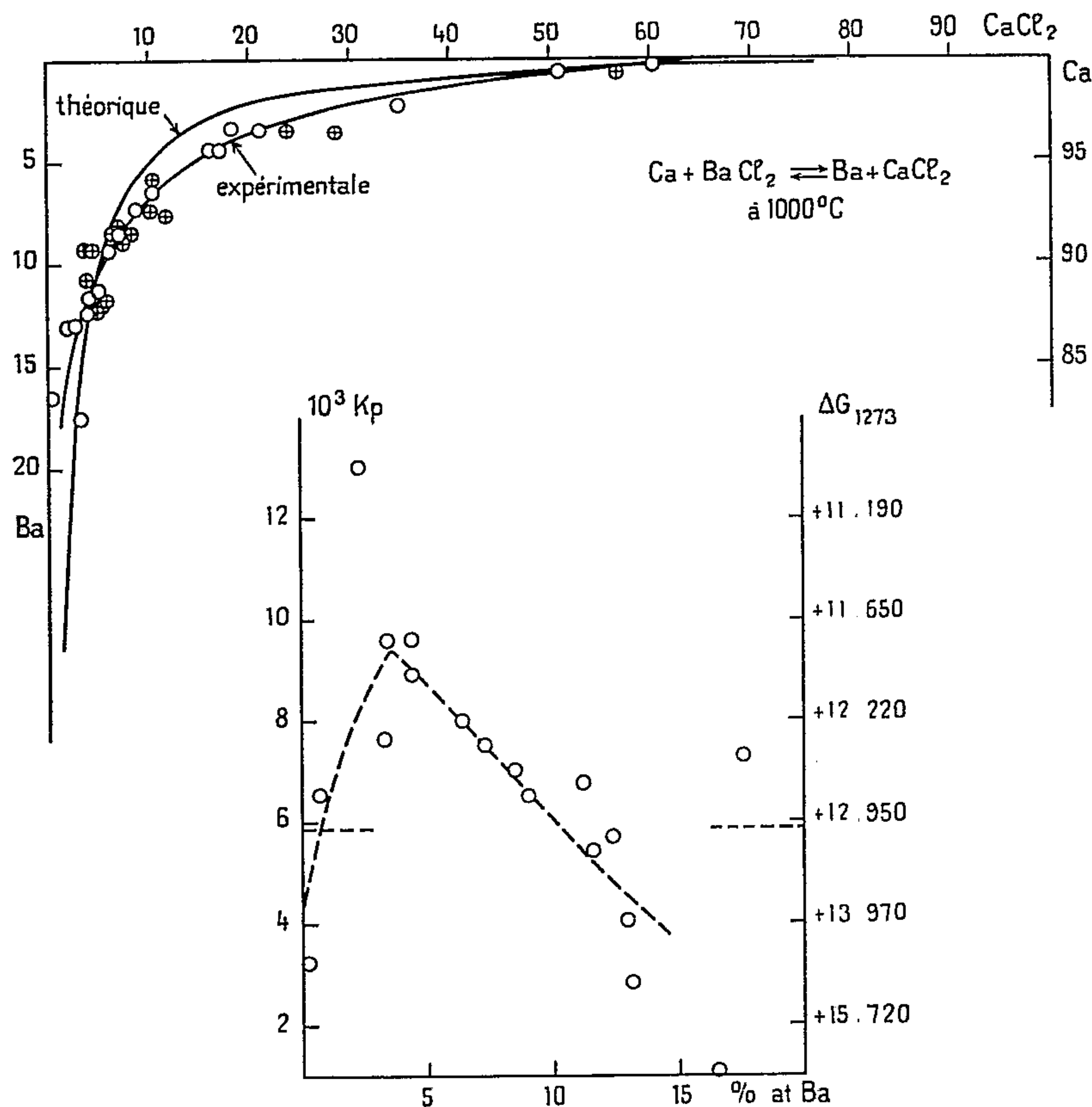
Le baryum possède un spectre de bandes et de ce fait ne peut être dosé correctement par photométrie de flamme en présence des autres alcalino-terreux. Nous l'avons dosé à l'état de sulfate après séparation préalable du calcium par la méthode au chromate.

Dans une série antérieure d'essais, le calcium fut dosé à l'état d'oxalate après séparation du baryum par extraction à l'alcool absolu du chlorure de calcium anhydre. Les résultats, moins précis que ceux donnés par photométrie de flamme ont tout de même pu être utilisés. Un certain nombre de points ainsi obtenus figurent sur le diagramme ci-après (⊕).

Résultats. — Dans la partie supérieure de la figure, nous avons reproduit l'isotherme de 1000° C telle qu'elle résulte des deux séries d'expériences signalées ci-dessus. On remarque que la dispersion des points expérimentaux est beaucoup moins forte pour ceux dont le dosage de calcium fut effectué par photométrie de flamme (⊙). L'absence de tout point singulier sur l'isotherme expérimentale prouve la complète miscibilité des métaux fondus à 1000° C. La valeur expérimentale moyenne de K_p est de $6{,}9.10^{-3}$, très peu différente de la valeur calculée. Ce bon accord permet de dire qu'en première approximation l'équilibre suit la loi d'action de masse. Mais il est aussi dû au fait que de nombreux points expérimentaux sont réunis à l'endroit où la courbe est voisine de l'isotherme

théorique. Par ailleurs, on constate que les deux courbes s'écartent notablement l'une de l'autre.

Dans la partie inférieure du diagramme, nous avons tracé la courbe donnant K_p en fonction de la composition des métaux. On voit que K_p



et ΔG varient avec la composition des phases, montrant ainsi l'existence de chaleurs de mélanges assez importantes. L'effet total est la somme des chaleurs de mélange des métaux d'une part, des sels fondus d'autre part et de la chaleur de dissolution des métaux dans les sels. En raison de la position déjà extrême de l'équilibre en faveur de Ca et $BaCl_2$, il n'a pas été possible d'étudier la variation de la solubilité des métaux dans les sels pour des teneurs assez élevées de baryum dans l'alliage, comme nous l'avions fait pour le système Ca-Sr-Cl ([2]). Mais du fait de la grande solubilité de Ba dans $BaCl_2$ on peut affirmer que l'accroissement de l'énergie libre de la réaction avec la teneur en Ba de la phase métallique est dû surtout à l'effet thermique accompagnant la dissolution du baryum dans son chlorure.

L'importance de cette chaleur de dissolution, la valeur de la solubilité

du Ba dans $BaCl_2$ voisine de 50 % à 1000° C nous ont fait penser que la formation d'un sous-chlorure de formule Ba_2Cl_2 pouvait être à l'origine des faits observés. Toutefois l'analyse thermique des solutions de Ba dans $BaCl_2$ fondus ne nous a pas permis d'établir avec certitude l'existence d'un tel composé.

(*) Séance du 10 février 1958.

(1) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1085.

(2) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1324.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la réaction de Viguier : obtention d'éthoxyénynes, éthers d'énols d'aldéhydes β-acétyléniques, à partir d'acétals α-acétyléniques.* Note de MM. **Marc Durand** et **Léon Piaux**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans sa thèse, P.-L. Viguier (1) avait signalé l'obtention de l'éthoxybutényne $C_2H_5—O—CH=CH—C≡CH$ par action de la potasse sèche sur l'acétal tétrolique.

Nous avons étendu cette réaction à deux acétals homologues, le diéthoxy-1 1-hexyne-2 $C_{10}H_{18}O_2$ et le diéthoxy-1.1-heptyne-2 $C_{11}H_{20}O_2$ et préparé ainsi l'éthoxy-1. hexène-1 yne-3 $C_8H_{12}O$ et l'éthoxy-1 heptène-1 yne-3 $C_9H_{14}O$.

Les aldéhydes β-acétyléniques sont beaucoup moins connus que leurs isomères α-acétyléniques, dont la préparation la plus classique passe par l'intermédiaire de leurs acétals éthyliques. Dès 1913, cependant P.-L. Viguier, dans sa Thèse (1), consacrée à l'étude de l'aldéhyde tétrolique ou α-butynal, avait signalé l'obtention d'un dérivé de l'aldéhyde β-acétylénique isomère, l'éthoxy-1 butène-1 yne-3 $C_2H_5—O—CH=CH—C≡CH$ (C_6H_8O). Ce corps résultait de l'action de la potasse sèche, vers 180°, sur le diéthylacétal de l'α-butynal.

L'hydrolyse sulfurique de cet éther-oxyde d'énol lui avait seulement laissé entrevoir l'aldéhyde transposé, ou β-butynal $HC≡C—CH_2—CHO$, rapidement transformé en triacétylbenzène symétrique par hydratation en aldéhyde acétylacétique puis condensation déshydratante de trois molécules de celui-ci.

Récemment, Herbertz (2), ayant fixé le méthanol sur le diacétylène, avait obtenu un composé voisin, le méthoxy-1 butène-1 yne-3, et préparé, à partir du dérivé sodé de ce composé acétylénique vrai, une série de composés homologues, mais les aldéhydes libérés par hydrolyse sulfurique se sont rapidement résinifiés.

Nous avons cherché à généraliser la réaction de Viguier, en l'appliquant à deux acétals d'aldéhydes α-acétyléniques homologues, α-hexynal et α-heptynal.

L'acétal acétylénique est versé goutte à goutte sur la potasse fondue, vers 180°; on opère dans un ballon en acier inoxydable, maintenu sous pression moyennement réduite, pour faciliter l'évacuation des produits formés. Ceux-ci, rectifiés, ont donné un rendement moyen de 35 % en produit transformé et permis de récupérer environ 35 % du produit de départ.

L'éthoxyényne, incolore lorsqu'il est fraîchement distillé, jaunit légèrement en quelques heures, mais peut se conserver sans autre altération pendant plusieurs mois. Les constantes trouvées sont les suivantes :

éthoxy-1 hexène-1 yne-3 ($C_2H_5—C\equiv C—CH=CH—O—C_2H_5$) : $É_{14}$ 73°; n_D^{20} 1,482; R. M., calculé 38,32, trouvé 40,49; d_4^{18} 0,871;

éthoxy-1 heptène-1 yne-3 ($C_3H_7—C\equiv C—CH=CH—O—C_2H_5$) : $É_{15}$ 84°; n_D^{18} 1,476; R. M., calculé 42,94, trouvé 44,63; d_4^{18} 0,878.

Ces constantes, qui montrent une exaltation notable (1,7 à 2,1) de la réfraction moléculaire, sont en accord avec les formules proposées. Il en est de même des spectres Raman, qui présentent les fréquences suivantes :

éthoxyhexényne : 1622 TF, 1639 TF, 2220 bande TF;

éthoxyhepténynе : 1625 TF, 1641 TF, 2218 bande TF;

caractéristiques du système de liaisons conjuguées par leur intensité et l'abaissement des fréquences : éthylénique, 1624-1640 au lieu de 1658-1674 pour les carbures éthyléniques cis-trans ([3]), et acétylénique, 2220 environ au lieu de 2232 TF-2293 af pour le nonyne-3 de structure voisine ([4]). Une raie faible vers 1950 paraît devoir être rapportée à une trace d'aldéhyde allénique; elle a été retrouvée faible dans le spectre infrarouge ([5]). Ceci serait en accord avec le mécanisme bien connu de la transposition de Favorsky, qui met en jeu le système des liaisons alléniques comme intermédiaire entre acétyléniques vrais et acétyléniques disubstitués.

L'hydrolyse de l'éthoxyhepténynе, par l'acide oxalique dilué, sous azote et en présence d'hydroquinone, nous a donné, avec un rendement de l'ordre de 25 %, l'aldéhyde libre ou β-heptynal $C_3H_7—C\equiv C—CH_2—CHO$ ($C_7H_{10}O$), caractérisé par la réaction violet intense du réactif de Schiff et la coloration rouge vif par action du chlorure ferrique mettant en évidence la forme énolique. Mais, cet aldéhyde, comme ceux de Herbertz, s'est résinifié en quelques heures, malgré les précautions prises, et nous n'avons pu noter que le point d'ébullition, $É_{18}$ 67-68°, et l'indice, n_D^{21} 1,466.

L'hydrogénation catalytique de l'éthoxyhepténynе, à froid, sous la pression atmosphérique, en présence de nickel de Raney, a conduit, par fixation de trois molécules d'hydrogène à l'éthoxyheptane $C_2H_5—O—C_7H_{15}$ déjà préparé par Döbriner ([6]). Les constantes mesurées sont en accord avec la formule.

La courbe d'hydrogénation présentant une cassure nette pour deux molécules d'hydrogène, nous avons répété l'opération en la limitant à ce stade. Ceci nous a donné un éthoxyheptène constitué en grande partie par l'éther d'énol de l'heptanal $C_5H_{11}—CH=CH—O—C_2H_5$, hydrolysable en aldéhyde (oenanthol), semicarbazone, F 111° (au lieu de 109°), et caractérisé également par son spectre infrarouge.

Le remplacement du nickel de Raney par le catalyseur de Lindlar, palladium sur carbonate de calcium, nous a permis de limiter la fixation d'hydrogène

à une seule molécule conduisant ainsi à l'éthoxyheptadiène—1.3, $C_3H_7—CH=CH—CH=CH—O—C_2H_5$ ($C_9H_{16}O$), caractérisé par son analyse, sa réfraction moléculaire et son action lente sur le réactif de Schiff, coloré en bleu violet par suite de l'hydrolyse en aldéhyde non saturé.

Nous comptons poursuivre cette recherche en vue de comparer l'aldéhyde libre au β-hepténal $C_3H_7—CH=CH—CH_2—CHO$ préparé antérieurement par Gouge (7) par une méthode entièrement différente.

(1) P. L. Viguier, *Thèse*, Paris, 1913 et *Ann. Chim.*, **28**, 1913, p. 433.
(2) Th. Herbertz, *Chem. Ber.*, **85**, 1952, p. 475.
(3) M. Bourguel, Bl. Gredy et L. Piaux, *Comptes rendus*, **195**, 1932, p. 129.
(4) Bl. Gredy, *Thèse*, Paris, 1935, et *Ann. Chim.*, **4**, 1935, p. 5.
(5) Les spectres Raman sont dus à M. Gaudemar, du laboratoire de M. Prévost, les spectres infrarouges à M. Henry, du laboratoire de M. Barchewitz.
(6) Döbriner, *Liebig's Ann.*, **243**, 1888, p. 2.
(7) M. Gouge, *Thèse*, Paris, 1950, et *Ann. Chim.*, **6**, 1951, p. 696.

(*Laboratoire de Chimie - III, P.C.B., Faculté des Sciences, 12, rue Cuvier, Paris 5e.*)

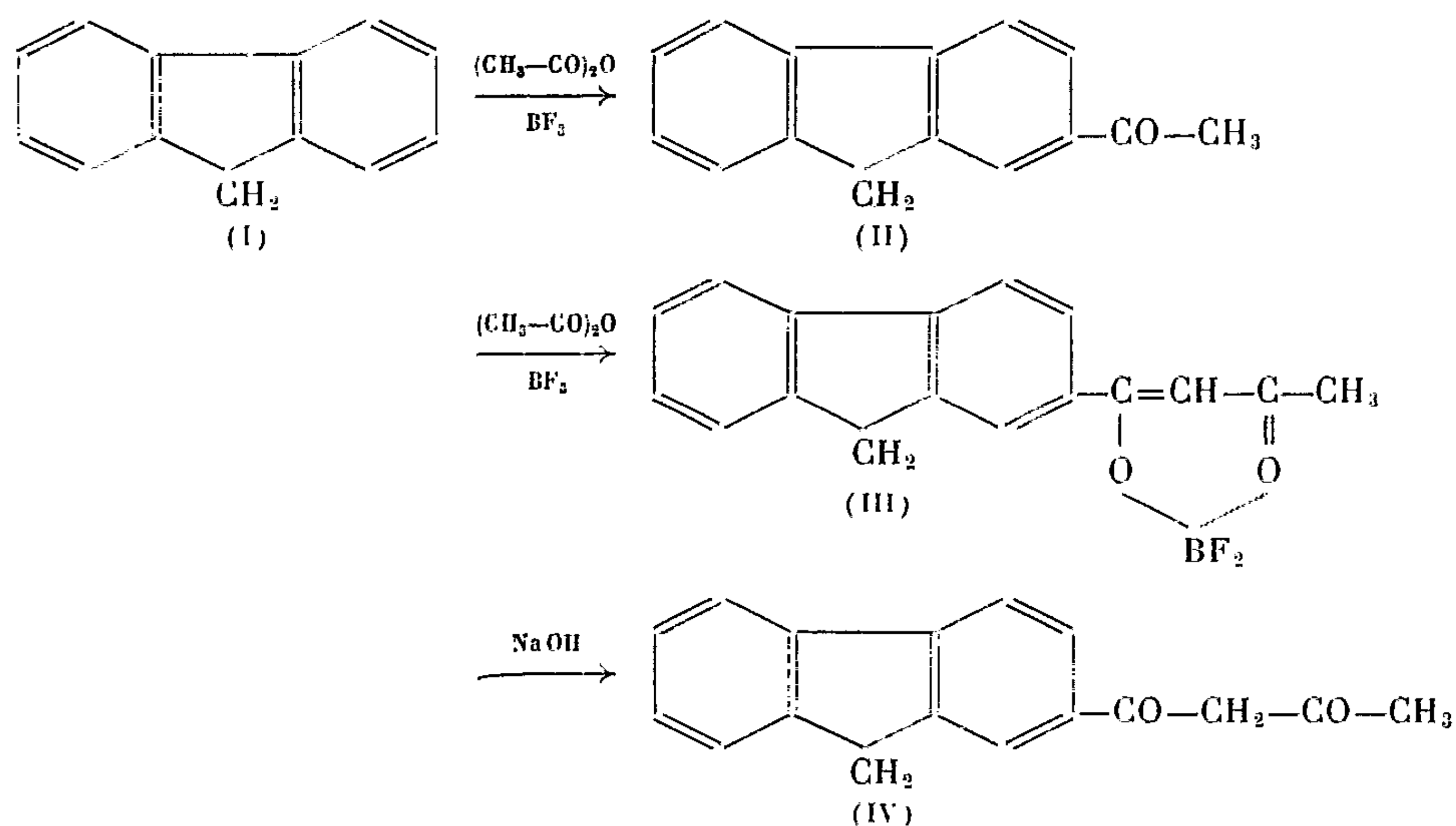
CHIMIE ORGANIQUE. — *Condensation du fluorène avec l'anhydride acétique en présence du trifluorure de bore. Un nouvel isologue de la benzoylacétone : la fluoroyl-(2) acétone.* Note de M. **Modeste Martynoff**, présentée par M. Marcel Delépine.

La condensation du fluorène avec l'anhydride acétique en présence de trifluorure de bore, conduit, avec un bon rendement, à la fluoroyl-(2) acétone. Celle-ci présente toutes les propriétés caractéristiques des β-dicétones. Dégradation par les alcalis. Oxydation. Dérivés hétérocycliques (isoxazole, pyrazole, phénylpyrazole).

Il est généralement admis que dans la synthèse des cétones par action des anhydrides d'acides gras sur les hydrocarbures aromatiques l'emploi du chlorure d'aluminium est préférable à celui du trifluorure de bore. Cependant, d'après certaines données bibliographiques isolées, l'efficacité de la catalyse fluoborique est considérablement accrue dans le cas des hydrocarbures partiellement hydrogénés ou pourvus de chaînes latérales aliphatiques (1). En faisant réagir l'anhydride acétique avec l'acénaphtène, en présence de fluorure de bore, nous avons pu obtenir l'acétyl-5 acénaphtène avec un rendement de 80 % de la théorie (2).

Dans la présente Note, nous décrivons brièvement les résultats préliminaires d'une étude sur la condensation du fluorène (I) avec l'anhydride acétique, en présence de BF_3. Cette condensation nous a fourni, avec un bon rendement une β-dicétone, la fluoroyl-(2) acétone (IV) qui se dépose dans le mélange réactionnel sous forme d'un complexe fluoborique cris-

tallin de couleur rouge. Ce complexe, extrêmement stable résiste aux solutions d'acétate de sodium et peut être recristallisé sans subir d'altération. Chauffé au bain-marie avec une lessive de soude à 5 %, il se décolore rapidement en donnant naissance à la fluoroyl-(2) acétone. Il s'agit manifestement d'un ester fluoborique chélaté (III) dérivé de la forme énolique de la β-dicétone ([3]). L'ensemble des transformations que nous venons de décrire peut être résumé par le schéma suivant :

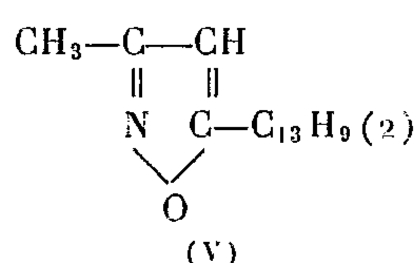


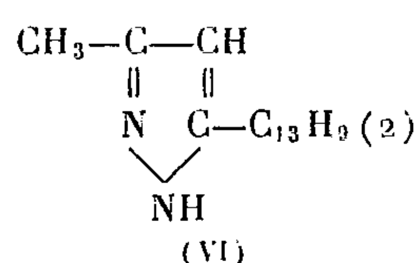
Le rendement de la condensation en β-dicétone est considérablement influencé par la température. Pour une durée de chauffage de 2 h à 85-90° il est de 78 % de la théorie; il atteint à peine 20 % à 50°, enfin, à 0° on récupère la totalité du fluorène mis en œuvre. La teneur en acide fluorhydrique du gaz utilisé ne semble pas intervenir de façon appréciable. Dans l'intervalle de température de 50 à 90°, la production de la monocétone, l'acétyl-2 fluorène (II), est minime; quelle que soit la durée de la réaction, elle reste inférieure à 8 % de la théorie. Étant donné que cette substance est facilement accessible par la méthode de Friedel et Crafts ([4]) nous n'avons pas jugé utile de déterminer les conditions les plus favorables à son obtention.

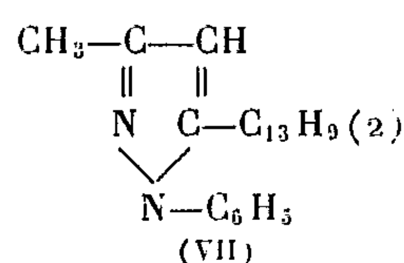
Par son comportement chimique la fluoroyl-(2) acétone présente la plus étroite analogie avec la benzoylacétone. Elle donne avec le chlorure ferrique une belle coloration rouge bordeaux. La scission alcaline s'effectue principalement du côté du groupement méthyle; on obtient de l'acétyl-2 fluorène et de l'acide acétique et il ne se forme que des traces d'acide fluorène-carboxylique-(2) et d'acétone. L'oxydation par l'hypochlorite de sodium, en présence de soude, fournit de l'acide fluorénone-carboxylique-(2).

Les réactifs usuels de la fonction carbonyle conduisent à la formation de combinaisons hétérocycliques à cinq chaînons. L'hydroxylamine donne naissance à un isoxazole. L'hydrazine conduit au pyrazole correspondant. Il est curieux de noter que la semicarbazide fournit le même pyrazole, la condensation étant accompagnée de l'élimination du reste —CO—NH_2. Enfin, la phénylhydrazine donne un phénylpyrazole.

Étant donnée la structure asymétrique de la β-dicétone, il y a deux possibilités de formuler les dérivés hétérocycliques obtenus, selon qu'ils correspondent à l'un ou à l'autre des deux énols théoriquement possibles. En attendant que soient terminées nos recherches concernant ce point de détail, nous leur attribuons respectivement les structures (V), (VI) et (VII) qui tiennent compte du parallélisme de comportement entre la fluoroyl-(2) acétone et la benzoylacétone et qui, de ce fait, paraissent, *a priori*, les plus probables :







PARTIE EXPÉRIMENTALE. — *Fluoroyl-*(2) *acétone*, $C_{17}H_{14}O_2$ (IV). — Un mélange de fluorène (20 g) et d'anhydride acétique (45 g), refroidi par la glace et agité mécaniquement, est saturé de BF_3. On porte ensuite la température à 85-90° et on l'y maintient pendant 2 h, tout en continuant à agiter et à faire passer un lent courant de BF_3. On verse le contenu du ballon dans une solution aqueuse d'acétate de sodium. Le complexe fluoborique rouge est essoré, lavé à l'alcool chaud et séché; Rdt 28 g. L'échantillon analysé a été cristallisé dans l'acide acétique (cristaux rouge orangé) ou dans le benzène (cristaux jaunes). F 254° $C_{17}H_{13}O_2$. BF_2, calculé %, C 68,46; H 4,36; F 12,75; trouvé %, C 67,83; H 4,33; F 12,92. Mis en suspension dans une solution de soude à 5 %, le complexe se décolore au bout de quelques minutes de chauffage au bain-marie en se transformant quantitativement en fluoroyl-(2) acétone. Cristaux nacrés (alcool), F 144°. Calculé %, C 81,60; H 5,60; O 12,80; trouvé, %; C 81,67; H 5,63; O 12,66. Du filtrat alcoolique, on retire 2 g d'*acétyl-*2 *fluorène*, $C_{15}H_{12}O$ (F 134°) identique à celui qui résulte de la condensation selon la méthode de Friedel et Crafts ([4]), un peu de fluorène inaltéré et des traces de β-dicétone.

Action des alcalis concentrés. — 1 g de fluoroyl-(2) acétone est chauffé pendant 4 h au bain-marie avec 15 g de KOH à 33 %. On ajoute 30 cm³ d'eau bouillante et essore. Le précipité, recristallisé dans l'alcool fournit 0,8 g d'*acétyl-*2 *fluorène* F 134°; le filtrat alcalin précipite par acidification quelques flocons d'*acide fluorène-carboxylique-*(2) F 278°.

Action de l'hypochlorite de sodium en présence de soude. — 1,2 g de β-dicétone sont chauffés pendant 7 h à 100° avec un excès d'hypochlorite de sodium du commerce additionné de 0,2 g de soude. On redissout le sel jaune dans de l'eau bouillante et précipite par HCl l'*acide fluorénone-carboxylique*-(2), $C_{14}H_8O_3$. Aiguilles jaunes (alcool). F 335° (sublimation). Calculé %, C 75,00; H 3,57; O 21,43; trouvé %, C 74,86; H 3,67; O 21,37.

Fluoryl-méthyl-isoxazole, $C_{17}H_{13}ON$. — Ce dérivé s'obtient par action du chlorhydrate d'hydroxylamine sur la β-dicétone, en présence d'acétate de sodium. Cristaux jaune pâle (alcool) F 196-197°. Calculé %, C 82,59; H 5,26; O 6,48; N 5,67; trouvé %, C 82,29; H 5,42; O 6,83; N 5,67.

Fluoryl-méthyl-pyrazole, $C_{17}H_{14}N_2$. — On chauffe pendant 6 h, au bain-marie, une solution alcoolique de β-dicétone et d'hydrate d'hydrazine. Cristaux jaunes (alcool). F 224-225°. Calculé %, C 82,93; H 5,69; N 11,38; trouvé %, C 82,38; H 5,80; N 11,07. La condensation de la fluoroyl-(2) acétone avec le chlorhydrate de semicarbazide, en présence d'acétate de sodium, fournit le même pyrazole. Trouvé %, C 82,78; H 5,87; N 11,32.

Fluoryl-méthyl-phénylpyrazole, $C_{23}H_{18}N_2$. — Des quantités équimoléculaires de β-dicétone et de phénylhydrazine sont chauffées, en solution alcoolique, pendant 1 h 30 mn. Cristaux jaune clair (cyclohexane ou éther de pétrole). F 151°. Calculé %, C 85,71; H 5,69; N 8,69; trouvé %, C 85,76; H 5,68; N 8,88.

(1) H. MEERWEIN et D. VOSSEN, *J. Prakt. Chem.*, 141, 1934, p. 149.
(2) M. MARTYNOFF, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1220.
(3) G. T. MORGAN et R. B. TUNSTALL, *J. Chem. Soc.*, 125, II, 1924, p. 1963.
(4) W. E. BACHMANN et J. C. SHEEHAN, *J. Amer. Chem. Soc.*, 60, 1940, p. 2687.

(Laboratoire de Chimie Macromoléculaire de la Sorbonne.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la synthèse d'acides à longue chaîne ω-hydroxylés par l'intermédiaire des composés acétyléniques.* Note de MM. **ROLAND EPSZTEIN** et **SERGE HOLAND**, présentée par Jacques Tréfouël.

Les auteurs décrivent la préparation de quelques α-ω acides éthers acétyléniques à longue chaîne (C_{16} et C_{17}), par l'intermédiaire des éthers ω-chlorés acétyléniques. L'hydrogénation catalytique de ces acides éthers conduit, suivant les composés employés et les conditions de travail choisies, soit aux acides éthers, soit directement aux acides alcools saturés correspondants.

Dans des travaux antérieurs (1), (2), (3), Marszak, Guermont et l'un de nous ont décrit la préparation d'α-ω-dichlorures acétyléniques à longue chaîne, $Cl(CH_2)_nC \equiv C(CH_2)_mCl$ et la synthèse, à partir de ceux-ci, de composés, aussi bien non saturés que saturés, contenant à leurs deux extrémités des fonctions identiques telles qu'acide, amine, etc.

Il nous semblait alors intéressant d'étendre ces recherches à la synthèse de composés contenant en α-ω deux fonctions différentes. En effet, de tels composés peuvent se prêter à des réactions très variées et, de plus, certains d'entre eux, notamment des hydroxyacides, se rencontrent parmi les produits naturels.

Il nous paraîssait indiqué de préparer en premier lieu des éthers à longue chaîne ω-chlorés, $RO(CH_2)_nC \equiv C(CH_2)_mCl$, puis de remplacer l'atome de chlore par la fonction voulue. D'autre part, les éthers benzyliques nous semblaient ici particulièrement intéressants, étant donné la facilité avec laquelle de tels composés se laissent couper au niveau de l'oxygène.

Pour préparer les éthers acétyléniques ω-chlorés, on pouvait envisager, entre autres, de condenser les éthers ω-bromés avec les dérivés sodés des acétyléniques vrais ω-chlorés :



$$RO(CH_2)_nBr + NaC \equiv C(CH_2)_mCl \rightarrow RO(CH_2)_nC \equiv C(CH_2)_mCl.$$

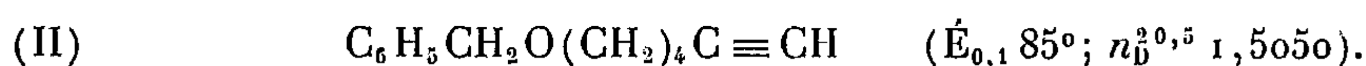
Nous avons donc choisi comme matière première le benzyloxy-1 bromo-4 butane (I),



(I) $C_6H_5CH_2O(CH_2)_4Br$ (É$_{0,2}$ 108°; $n_D^{18,5}$ 1,5275)

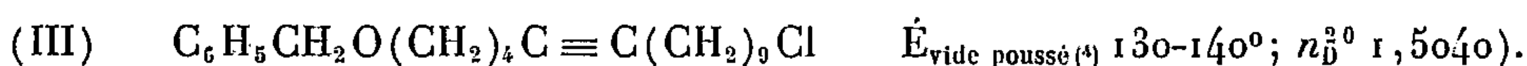
qui se prépare facilement par action du dibromobutane sur le benzylate de sodium.

Nous avons d'abord constaté que cet éther bromé réagit avec l'acétylure de sodium dans l'ammoniac liquide, donnant avec un rendement de 80 %, le benzyloxy-1 hexyne-5 (II),



(II) $C_6H_5CH_2O(CH_2)_4C \equiv CH$ (É$_{0,1}$ 85°; $n_D^{20,5}$ 1,5050).

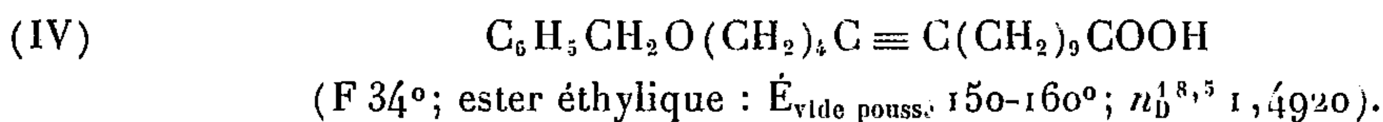
Nous avons alors condensé le même éther bromé avec le chloro-1 undécyne-10, $Cl(CH_2)_9C \equiv CH$. Nous avons ainsi obtenu le benzyloxy-1 chloro-15 pentadécyne-5 (III), avec un rendement de l'ordre de 30 %.



(III) $C_6H_5CH_2O(CH_2)_4C \equiv C(CH_2)_9Cl$ É$_{\text{vide poussé}}$ (4) 130-140°; n_D^{20} 1,5040).

A partir de cet éther ω-chloré, nous avons pu préparer quelques acides à longue chaîne, contenant en position ω-une fonction éther.

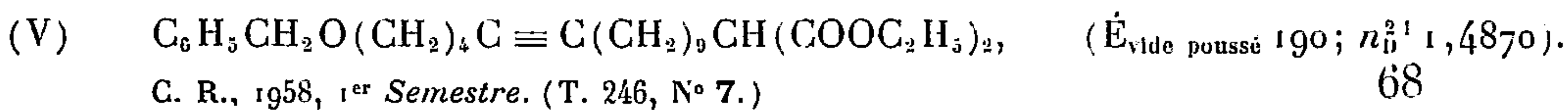
Ainsi, ce composé, par chauffage avec le cyanure de sodium et hydrolyse du nitrile obtenu, nous à conduits à un acide éther acétylénique, le benzyloxy-16 hexadécyne-11 oïque (IV)



(IV) $C_6H_5CH_2O(CH_2)_4C \equiv C(CH_2)_9COOH$

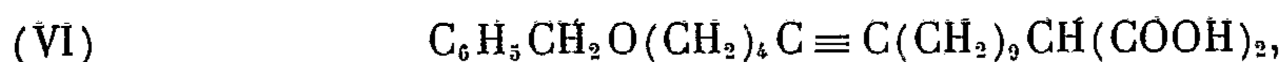
(F 34°; ester éthylique : É$_{\text{vide poussé}}$ 150-160°; $n_D^{18,5}$ 1,4920).

Le même éther chloré, chauffé au reflux avec le malonate d'éthyle sodé dans l'alcool absolu, a fourni le dicarbéthoxy-1.1 benzyloxy-16 hexadécyne-11 (V),



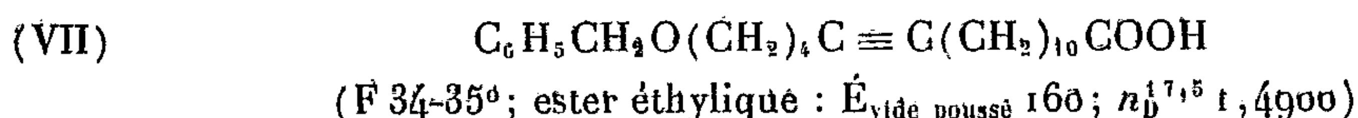
(V) $C_6H_5CH_2O(CH_2)_4C \equiv C(CH_2)_9CH(COOC_2H_5)_2$, (É$_{\text{vide poussé}}$ 190; n_D^{21} 1,4870).

L'acide correspondant, le benzyloxy-17 carboxy-2 heptadécyne-12 oïque



(VI) $C_6H_5CH_2O(CH_2)_4C \equiv C(CH_2)_9CH(COOH)_2$,

fond à 62°. Chauffé à 160°, ce diacide perd une molécule de CO_2, donnant l'acide benzyloxy-17 heptadécyne-12 oïque (VII)



(VII) $C_6H_5CH_2O(CH_2)_4C \equiv C(CH_2)_{10}COOH$

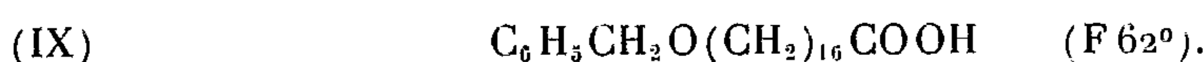
(F 34-35°; ester éthylique : $É_{\text{vide poussé}}$ 160; $n_D^{17,5}$ 1,4900)

En ce qui concerne l'hydrogénation catalytique de ces composés, nous avons observé une différence de comportement entre les monoacides (IV) et (VII) d'une part, et le diacide (VI) d'autre part. Les deux premiers, en présence de nickel Raney, absorbent deux molécules d'hydrogène et fournissent les acides éthers saturés attendus, respectivement le benzyloxy-16 hexadécanoïque (VIII), éther d'un acide naturel, l'acide junipérique,



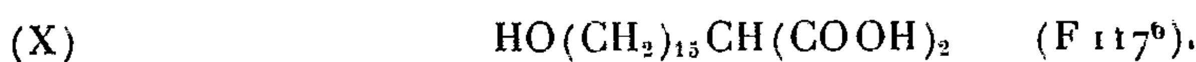
(VIII) $C_6H_5CH_2O(CH_2)_{15}COOH$ (F 59°)

et le benzyloxy-17 heptadécanoïque, (IX) éther de l'acide ω-hydroxy-margarique, lui-même déjà connu [5], [6],



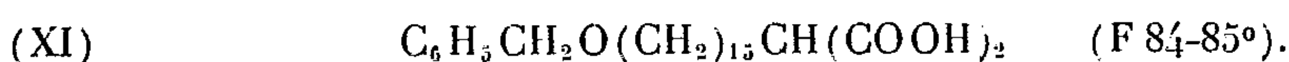
(IX) $C_6H_5CH_2O(CH_2)_{16}COOH$ (F 62°).

Par contre, le diacide (VI) absorbe, dans les mêmes conditions, trois molécules d'hydrogène; il subit une hydrogénolyse et donne directement l'acide hydroxy-17 carboxy-2 heptadécanoïque (X).



(X) $HO(CH_2)_{15}CH(COOH)_2$ (F 117°).

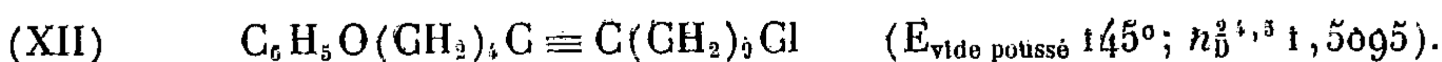
Désirant voir dans quelle mesure l'acidité intervient ici, nous avons hydrogéné le sel de sodium du même diacide. Celui-ci absorbe seulement deux molécules d'hydrogène et fournit normalement le benzyloxy-17 carboxy-2 heptadécanoïque (XI),



(XI) $C_6H_5CH_2O(CH_2)_{15}CH(COOH)_2$ (F 84-85°).

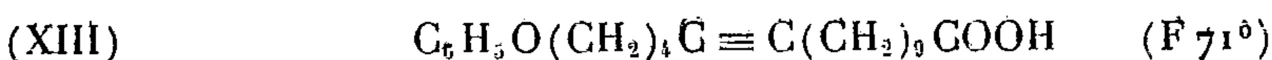
Signalons qu'en présence de platine, comme on pouvait s'y attendre, les monoacides (IV) et (VII) subissent également une hydrogénolyse. Nous reviendrons sur cette question dans une publication ultérieure.

D'autre part, nous avons condensé le dérivé sodé du chloro-1 undécyne-10 avec le phénoxy-1 bromo-4 butane dans l'ammoniac liquide, ce qui nous a donné un composé acétylénique à longue chaîne contenant en α-ω une fonction éther phénolique et un atome de chlore (XII),



(XII) $C_6H_5O(CH_2)_4C \equiv C(CH_2)_9Cl$ ($É_{\text{vide poussé}}$ 145°; $n_D^{24,3}$ 1,5095).

Ce dernier, tout comme le composé (III), nous a fourni, par l'intermédiaire du nitrile correspondant, l'acide phénoxy-1 hexadécyne-11 oïque (XIII),



(XIII) $C_6H_5O(CH_2)_4C \equiv C(CH_2)_9COOH$ (F 71°)

qui, hydrogéné en présence de nickel Raney, a donné l'éther phénolique de l'acide junipérique (XIV),


(XIV) $C_6H_5O(CH_2)_{15}COOH$ (F 88-89°).

En conclusion, les éthers acétyléniques ω-chlorés, $RO(CH_2)_nC\equiv C(CH_2)_mCl$, et en particulier les éthers benzyliques ($R = C_6H_5CH_2-$), dont la synthèse est assez aisée, se sont montrés des produits intermédiaires intéressants pour la préparation de composés polyfonctionnels à longue chaîne, aussi bien acétyléniques que saturés. Ces recherches sont poursuivies.

(1) I. MARSZAK et J.-P. GUERMONT, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 141.
(2) I. MARSZAK et J.-P. GUERMONT, *Bull.*, 1956, p. 464.
(3) R. EPSZTEIN et I. MARSZAK, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 283.
(4) vide poussé = 1.10^{-4} approximativement.
(5) E. A. OGORODNIKOVA et coll., *Doklady Akad. Nauk S. S. S. R.*, 1953, p. 553-556.
(6) P. CHUIT et M. HAUSSER, *Helv. Chim. Acta*, 12, 1929, p. 463.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Structure cristalline du monohydrate d'acide sulfurique*. Note de Mme **PAULINE BOURRE-MALADIERE**, présentée par M. Charles Mauguin.

H_2SO_4, H_2O fond à 8°,6 C. En laissant refroidir dans la glace fondante, un mélange d'eau et d'acide dont les proportions correspondent à la composition du monohydrate, on obtient assez facilement des cristaux uniques sous forme de longues aiguilles légèrement aplaties allongées suivant un axe cristallographique que nous appelons $\vec{c}$.

Pour prévenir l'hydratation, pendant toutes les manipulations et la prise des clichés, le cristal est maintenu à basse température (— 100° C environ) dans un jet d'air froid et sec produit par ébullition d'air liquide.

Nous avons enregistré à la chambre de Weissenberg (CuK_α) les clichés de l'équateur $hk0$, des strates correspondantes, et avec un cristal coupé, convenablement orienté, ceux de l'équateur ($h0l$) et de la strate ($h1l$).

H_2SO_4, H_2O cristallise dans le système monoclinique. Les extinctions systématiques indiquent le groupe de symétrie $P_{2_1,a}(C_{2h}^5)$.

La maille élémentaire est définie par les paramètres suivants :

$$a = 8,16\ \text{Å},\quad b = 6,98\ \text{Å},\quad c = 6,96\ \text{Å},\quad \beta = 105°45'.$$

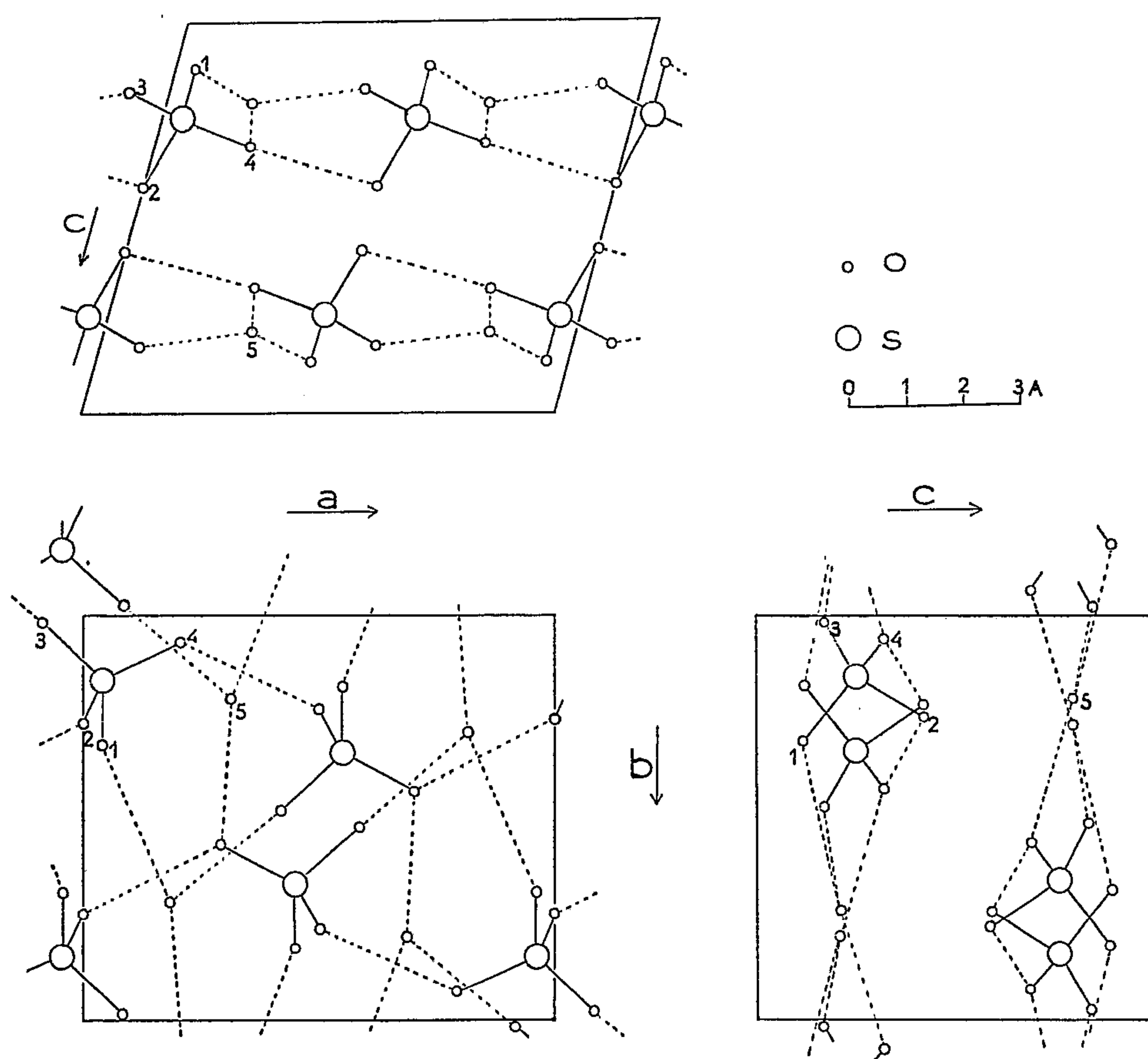
Il y a 4 mol dans la maille, en effet on calcule ainsi une densité de 2,02, valeur compatible avec celle de la densité mesurée à l'état liquide : 1,79.

La structure a été résolue par l'interprétation de la fonction de Patterson sur les projections xy et xz. Plusieurs séries-différence ont été calculées sur ces deux projections. On a aussi utilisé le calcul d'une projection généralisée (1) sur $l = 1$.

Le tableau suivant donne les coordonnées atomiques :

	S.	O_1.	O_2.	O_3.	O_4.	O_5.
$\frac{x}{a}$	0,038	0,038	0	0,918	0,205	0,320
$\frac{y}{b}$	0,161	0,320	0,268	0,018	0,067	0,207
$\frac{z}{c}$	0,247	0,116	0,418	0,170	0,320	0,793

Les trois projections de la maille élémentaire avec les positions atomiques sont représentées sur la figure.



Dans le tétraèdre SO_4, les distances interatomiques (en Å) sont les suivantes :

$$S—O_1 = 1,43, \quad S—O_2 = 1,51, \quad S—O_3 = 1,40, \quad S—O_4 = 1,50.$$

Le calcul des distances intermoléculaires oxygène-oxygène montre l'existence de liaisons hydrogène qui ont été représentées sur la figure en trait interrompu.

Les tétraèdres SO_4, que fait correspondre un plan miroir normal à *b* avec

glissement $c/2$ sont associés par la liaison hydrogène $O_4 - O_2^*$ de 2,62 Å et forment ainsi deux groupes de chaînes parallèles à l'axe a. L'un est traversé par le plan $y = (1/4)b$, l'autre par le plan $y = (3/4)b$.

Toutes les chaînes d'un même groupe forment un feuillet parallèle au plan $z = 0$. Les molécules d'eau se placent dans les feuillets entre deux chaînes et sont associées à l'une d'elles par les liaisons hydrogène $O_5O_3^*$ de 2,60 Å, $O_5O_1^*$ de 2,92 Å et à l'autre par la liaison hydrogène $O_5O_4^*$ de 2,63 Å.

Ainsi dans chaque chaîne les tétraèdres SO_4 sont associés entre eux par une liaison hydrogène, et dans chaque feuillet les chaînes, parallèles, sont associées par l'intermédiaire des liaisons hydrogène qu'elles forment avec l'eau.

La distance interatomique la plus courte entre deux feuillets est de 3,3 Å.

(1) W. COCHRAN et H. B. DYER, *Acta Cryst.*, 5, 1952, p. 634.

(*Laboratoire central des Services chimiques de l'État.*)

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Étude préliminaire de la structure cristalline du chlorhydrate de pipéridine.* Note de M. **CLAUDE RÉRAT**, présentée par M. Charles Mauguin.

Le chlorhydrate de pipéridine $C_5H_{11}N$, HCl, appartient au groupe de recouvrement n° 57 : Pcmb. La maille a pour arêtes : $a_0 = 9,84$ Å $\pm$ 0,05 Å; $b_0 = 9,86$ Å $\pm$ 0,05 Å; $c_0 = 7,2$ Å $\pm$ 0,1 Å. Elle contient quatre molécules en position spéciale : le chlore, l'azote et un carbone se trouvent sur le plan de symétrie m.

PRÉPARATION DES CRISTAUX. — Par refroidissement de sa solution chlorhydrique saturée, le chlorhydrate de pipéridine cristallise en aiguilles ou en lamelles très allongées.

MESURE DE LA DENSITÉ. — En immergeant un cristal dans un liquide de même densité (mélange alcool chloroforme), puis mesurant la densité du liquide, on trouve

$$d_m = 1,12 \text{ g/ml} \pm 0,05 \text{ g/ml}.$$

ÉTUDE RADIOCRISTALLOGRAPHIQUE. — *Conditions expérimentales.* — Radiation $K\alpha_1$ du cuivre ($\lambda = 1,54050$ Å). Chambre de Weissenberg de 240 mm de circonférence.

Système cristallin. — Orthorhombique.

Mesures des paramètres de la maille. — Elles ont été effectuées à partir des taches de notation ($h00$), ($0k0$) et ($00l$),

$$a_0 = 9,84 \text{ Å} \pm 0,05 \text{ Å},$$
$$b_0 = 9,86 \text{ Å} \pm 0,05 \text{ Å},$$
$$c_0 = 7,2 \text{ Å} \pm 0,1 \text{ Å}.$$

Recherche du groupe de recouvrement. — L'étude des extinctions systématiques du réseau réciproque ne permet pas d'établir sans ambiguïté la nature du groupe de recouvrement. Les réflexions possibles sont en effet :

(hkl), tous les ordres;
($hk0$), $k = 2n$;
($h0l$), tous les ordres;
($0kl$), $l = 2n$;
($h00$), tous les ordres;
($0k0$), ($k = 2n$);
($00l$), ($l = 2n$).

Ce sont les réflexions des groupes nos 29 : $Pc2_1b$ et 57 : Pcmb.

Nombre de molécules par maille (Z). — Avec Z = 4 on trouve une densité théorique

$$d_c = 1,16 \text{ g/ml} \pm 0,03 \text{ g/ml}$$

en accord avec la valeur de la densité mesurée d_m.

Étude de la densité électronique. — Les diagrammes de Fourier-Patterson et de Fourier-Bragg [projections sur les plans (001) et (010)] ont permis de préciser le groupe de recouvrement : il s'agit du groupe Pcmb. Les molécules sont en position spéciale.

Les molécules sont approximativement parallèles au plan (001). Le chlore, l'azote et un carbone sont situés sur le plan de symétrie : $y = 1/4$. Les quatre autres atomes de carbone sont en position générale, deux à deux symétriques par rapport à ce plan.

RADIOGÉOLOGIE. — *Sur la présence d'un phosphate d'uranyle dans une granulite de Bretagne.* Note (*) de M. **Grégoire Kaplan**, présentée par M. Francis Perrin.

Dans une granulite de Kernevez en Plouray (Morbihan) anormalement radioactive, un phosphate complexe fluorescent d'uranyle s'est développé à la surface des cristaux de quartz. L'auteur tente de contribuer à l'étude de la géochimie de l'uranium en analysant les caractères de la roche et du minéral fluorescent.

Nous avons récolté l'été dernier à Kernevez en Plouray (Morbihan) une granulite qui s'est signalée à notre attention par une anomalie de radioactivité γ de 13 % environ (de 35 à 45 chocs/s A. V. P.). Cette anomalie coïncide curieusement avec un changement de faciès dans la roche (apparition d'orthoses roses), qui est alors nettement moins altérée qu'à l'accoutumée. Le contact est net au centimètre près.

Sous la lumière ultraviolette, l'échantillon présente de nombreux points de fluorescence verte bien répartis dans la masse de la roche.

La roche de Kernevez est grenue, très claire, riche en quartz limpides, xénomorphes, en albites blanches, orthoses [1] roses; les micas sont représentés par de la muscovite. Les dimensions moyennes de ces cristaux sont : quartz, 3,5 mm; feldspaths, 2,5 mm; micas, 1,5 mm.

L'albite en lame mince montre sa mâcle caractéristique associée parfois à celle de Carlsbad; l'orthose, très altérée, avec des plages chloritisées, est en voie d'albitisation.

L'analyse chimique nous a donné les résultats suivants :

	Pourcentages.		Pourcentages.
SiO_2	72,8	Na_2O	3,2
Al_2O_3	16,1	K_2O	4,4
Fe_2O_3	0,4	TiO_2	0,2
FeO	0,4	P_2O_5	0,3
MnO	0,02	H_2O comb.	0,7
MgO	0,0	CO_2	0,8
CaO	1,4	TOTAL	100,7

Cette roche, très riche en silice peut être désignée par les paramètres I, (3) 4, '2, 3 de la classification C.I.P.W.

Le rapport calculé orthose/plagioclase est égal à 0,8 avec 16 % d'anorthite dans le plagioclase.

Les barylites entrent pour 1,8 % dans la composition de cette granulite. La teneur élevée en CO_2 est en accord avec l'état d'altération des orthoses.

Le minéral fluorescent extrêmement ténu n'est pas individualisable à l'œil nu. Il se présente au microscope comme un enduit d'aspect amorphe ou cryptocristallin à la surface des cristaux de quartz dans la presque totalité des cas. Il nous est arrivé cependant de rencontrer de ces placages cristallisés sous forme de lames crénelées dont les angles paraissent droits. En lumière blanche, ces cristaux semblent jaunâtres.

Le minéral fluorescent ne pouvant être isolé, ni par grattage ni par broyage, il nous fallut le mettre en solution en lavant à l'acide nitrique des grains de quartz triés. Nous avons reconnu ensuite par les méthodes de l'analyse microchimique classique la présence des corps suivants : calcium, cuivre, uranium, ion phosphate.

Nous avons remarqué l'absence du cobalt, de l'arsenic, du plomb et de l'argent. Il semble donc qu'on ait affaire à un phosphate complexe d'uranyle.

Le dosage de l'uranium par la plaque nucléaire a montré que le minéral étudié émet environ 119 $\alpha/cm^2/s$, ce qui correspond à une teneur en uranium voisine de 60 % (avec une certaine imprécision). La présence de thorium a été reconnue à cette occasion grâce aux trajectoires longues du thorium C'.

L'examen d'une plaque nucléaire placée au contact d'une lame mince

de la roche pendant trois semaines montre que tous les éléments de la roche ne sont pas également radioactifs.

On peut distinguer pour 16 zones particulièrement radioactives la répartition suivante :

a. Neuf sources coïncident strictement avec des régions chloritisées dans les feldspaths altérés (orthose le plus souvent). La chloritisation paraît s'être établie autour d'inclusions opaques disposées dans la trame du cristal. Ces chlorites peuvent émettre $112.10^{-3}\,\alpha/\text{cm}^2/\text{s}$, leur teneur en uranium serait alors de 0,7 %.

b. Sept autres sources sont presque toutes placées entre de grands cristaux. Ces sources sont minuscules et seul un zircon a pu être déterminé. Elles peuvent fournir jusqu'à $31\,\alpha/\text{cm}^2/\text{s}$ (soit approximativement 15 % d'uranium).

La teneur totale de cette roche en uranium, mesurée par fluorimétrie fournit le chiffre de 23 parties par million.

La présence de tels phosphates d'uranyle fluorescent dans une roche granitique, en dehors des gisements uranifères, ne semble pas un phénomène exceptionnel. Elle a été, entre autre, récemment signalée en Vendée par MM. Roubault et Coppens ([2]), en Bretagne par MM. Coppens et Hussein ([3]) et en Turquie par M. Ayan ([4]).

Il serait intéressant de rechercher l'origine de cette minéralisation. A ce travail, il conviendrait de joindre une étude de la répartition de la radioactivité dans les différents éléments minéralogiques, en fonction de la composition chimique et de l'histoire des roches. Cette étude est en cours.

(*) Séance du 10 février 1958.

([1]) Le terme d'orthose désigne ici un feldspath potassique ne présentant pas la mâcle du microcline. Seule une étude spéciale à la platine universelle permettrait de trancher le cas.

([2]) M. Roubault et R. Coppens, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 101.

([3]) R. Coppens et H. A. M. Hussein, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1818.

([4]) M. Ayan, Communication orale.

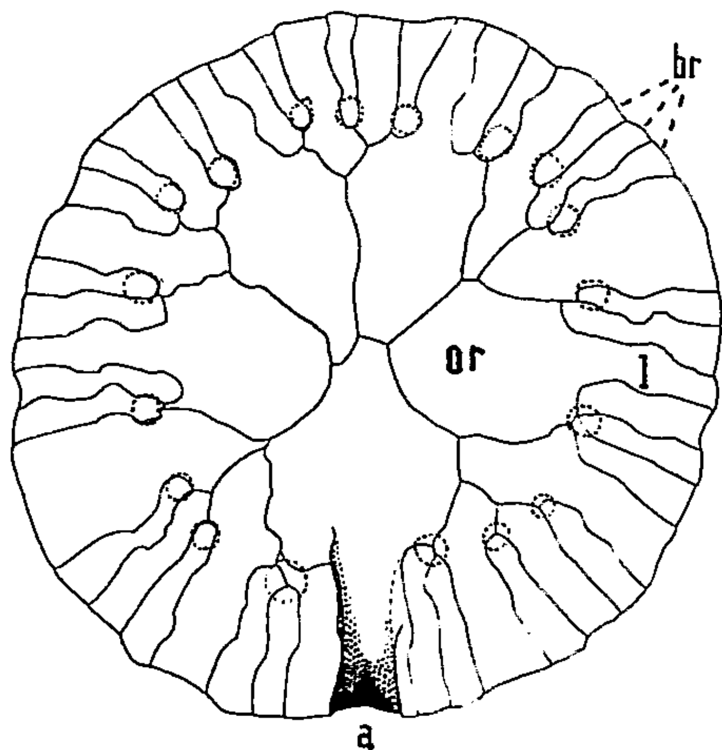
PALÉONTOLOGIE. — *Sur le genre* Tiaracrinus *Schultze*.

Note de Mlle **Dorothée Le Maitre**, transmise par M. Gaston Delépine.

L'étude de calices de *Tiaracrinus quadrifrons* Schultze et *Tiaracrinus Soyei* Oehlert trouvés dans le Couvinien inférieur du Sud-Oranais, permet de compléter la diagnose du génotype et de préciser la place de *Tiaracrinus* dans la Systématique.

Le genre *Tiaracrinus* fut décrit par Schultze en 1867 et placé avec quelque doute parmi les Blastoïdés. La description qu'il fait de son génotype *Tiaracrinus quadrifrons* est d'ailleurs erronée : la base est considérée

comme tegmen et inversement. La place de ce genre dans la Systématique subit par la suite des vicissitudes. Tandis qu'Oehlert (1882) l'attribue aux Crinoïdes, Jækel (1899), suivi par Bather (1900), Zittel (1924), puis Chauvel (1939) le rangent parmi les Cystoidés Rhombifères, — famille des *Tiaracrinidæ* — pour les trois derniers auteurs. Plus tard Bassler (1938), Bassler et Moodley (1943), tout comme Oehlert, le placent parmi les Crinoidés, famille des *Pisocrinidæ*.



Tegmen du calice de *Tiaracrinus quadrifrons* Schultze du Sud-Oranais. (× 7.)

C'est en 1926 que Springer, signalant l'erreur de diagnose de Schultze, met le premier en évidence, les rapports qui existent entre les Crinoides *Zophocrinus* et *Tiaracrinus* mais ce sont Moore et Laudon (1943) qui font entrer le genre *Tiaracrinus* dans la famille des *Zophocrinidæ*. Toutefois des doutes subsistent encore sur la place exacte que doit occuper *Tiaracrinus*; c'est ainsi qu'en 1953, Ubaghs [1] le donne comme Crinoïde de position systématique douteuse.

Cette Note a pour but de mettre en évidence tant au point de vue paléontologique que systématique, les faits nouveaux révélés par l'étude de calices de *Tiaracrinus* trouvés dans le Sud-Oranais.

En l'état actuel de nos connaissances, trois espèces de *Tiaracrinus* sont connues :

1° *Tiaracrinus quadrifrons* Schultze = *Staurosoma rarum* Barrande du Coblencien (F_2) de Bohême et du Couvinien d'Allemagne.

2° *Tiaracrinus oehlerti* Schultze = *Tiaracrinus soyei* Oehlert du Coblencien du Massif armoricain (France).

3° *Tiaracrinus tetraedra* Jækel du Couvinien d'Allemagne. Dans une Note antérieure [2], j'ai fait connaître la présence de *Tiaracrinus quadrifrons* dans le Couvinien inférieur du Sud-Oranais; plus récemment, *Tiara-*

crinus soyei a été trouvé dans la même région, au même niveau stratigraphique ([3]).

Le calice africain de *Tiaracrinus quadrifrons* apporte un complément important d'information. Il a bien, et plus que ne le pensait Springer, tous les caractères du genre *Zophocrinus* particulièrement en ce qui touche la structure du tegmen. Celui-ci comprend cinq orales à forme de fer de lance (or), la plaque postérieure étant un peu plus grande que les autres (*voir* figure ci-contre). Elles se rejoignent au centre où elles sont jointives et se prolongent jusqu'à la périphérie par leurs parties distales, rétrécies, formant languettes (*l*). Les cinq languettes séparent cinq groupes de plaques marginales, ce sont les brachiales (br) qui sont irrégulières de forme, de dimensions (longueur et largeur), la plupart étroites et allongées. Leur nombre varie dans chaque secteur de 6 à 10. Elles ne coïncident pas en position avec les radiales. Ce sont elles, avec les prolongements distaux des orales, qui forment la couronne du tegmen.

De plus, deux points nouveaux sont acquis : 1° à cheval sur les sutures des brachiales, sont de petites fossettes (en pointillé sur le dessin), 18 au total, formant un cercle à peu près continu. Il est permis de les interpréter comme étant les points d'attache des bras ainsi qu'il appert dans le genre *Zophocrinus*; 2° L'anus (a), pour la première fois, a pu être décelé sur le calice saharien : il se situe marginalement, à la limite du tegmen et des radiales ([4]).

Ainsi les caractères de *Tiaracrinus* et *Zophocrinus* se révélant identiques, ces deux genres doivent donc bien entrer dans une même famille, celle des *Zophocrinidæ*. De plus, les fossettes, points d'attache des bras, sont très réduites chez *T. quadrifrons*, tout comme chez *Zophocrinus*. Ceci permet de penser que les bras devaient être graciles, semblables à ceux des *Catillocrinidæ*. Enfin, les ressemblances de caractères que présentent les genres *Tiaracrinus* et *Zophocrinus* avec ceux du genre *Catillocrinus*, autorisent, semble-t-il, à situer la famille des *Zophocrinidæ* à côté de celle des *Catillocrinidæ*.

Un calice de *Tiaracrinus soyei* a été trouvé dans le Sud-Oranais. L'état de ce spécimen ne permet pas de décrire le tegmen de cette espèce qui demeure inconnu. Sa présence en Afrique du Nord est cependant un fait intéressant à signaler. *T. soyei* était connu uniquement dans la région de Sablé (Mayenne) mais, à ce gisement cité depuis longtemps par les auteurs, il faut ajouter :

1° Dans le Massif armoricain : le calcaire de la Grange, région de Chalonnes (Maine-et-Loire) d'âge Couvinien inférieur où l'espèce n'est pas rare car j'ai pu examiner un bon nombre de calices (en réalité, des moulages naturels) provenant de ce calcaire, au Laboratoire de Paléontologie animale de l'Université de Liège.

2° Ben Zireg, près Colomb-Béchar (Sud-Oranais) dans des couches du Couvinien inférieur.

Conclusions. — 1° Deux espèces de *Tiaracrinus* sont présentement connues en Afrique du Nord; elles s'y trouvent au même niveau stratigraphique qu'en Europe; 2° L'étude du calice de *T. quadrifrons* africain précise et complète la diagnose du type et permet de l'inclure avec *Zophocrinus* dans la famille des *Zophocrinidæ*, au voisinage de celle des *Catillocrinidæ*; 3° La découverte de *Tiaracrinus* dans le Sud-Oranais, confirme que le genre appartient à la province méditerranéenne, ce qu'indiquait déjà sa présence dans les calcaires d'âge dévonien et de faciès hercynien du Nord-Ouest de l'Europe où, jusqu'alors, il avait paru confiné.

(1) *In* PIVETEAU, *Traité de Paléontologie*, III, 1953, p. 747.
(2) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2107.
(3) Spécimen appartenant à la Compagnie Française des Pétroles d'Algérie.
(4) L'anus a été décelé par M. Ubaghs en examinant au binoculaire ce tegmen recouvert d'une goutte d'huile de cèdre et d'un couvre-objet. Le dessin du tegmen lui est dû.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Remarques sur l'inhibition des bourgeons axillaires de la pousse herbacée des végétaux ligneux.* Note de M[lle] **SUZANNE ALLARY**, présentée par M. Raoul Combes.

L'absence de développement des bourgeons sur la pousse herbacée en croissance des végétaux ligneux peut être due à des causes variées : dormance ou inhibition corrélative. Dans ce dernier cas, l'influence peut être exercée, soit par les jeunes feuilles du bourgeon terminal, soit par les limbes de grande taille. Chez d'autres espèces, l'action conjuguée des deux types d'organes est nécessaire pour aboutir à une inhibition totale.

On admet généralement que chez les végétaux herbacés, plantules de légumineuses notamment, l'inhibition des bourgeons axillaires est provoquée par les petites feuilles encore incluses dans le bourgeon terminal (1). Récemment, on a pu montrer que les limbes adultes du pois n'étaient pas sans effet (2), mais leur influence reste beaucoup plus faible que celle des jeunes éléments apicaux.

Peu de recherches ont été faites sur les végétaux ligneux. On sait toutefois (3) que le comportement du Lilas est très spécial : les feuilles de longueur inférieure à 10 mm ont un faible pouvoir inhibiteur, alors que les limbes de grande taille sont capables d'empêcher tout développement des méristèmes sous-jacents (influence basipète). Lorsqu'ils sont assez nombreux, ils peuvent même exercer une inhibition acropète additive.

Le but de la présente Note est de montrer que le comportement du Lilas, s'il n'est pas exceptionnel, ne se retrouve pas chez tous les végétaux

ligneux. Suivant les espèces, le développement des axillaires est contrôlé par des mécanismes divers.

Dans de jeunes taillis de 3 à 5 ans, nous avons choisi, en avril, un grand nombre de bourgeons aussi comparables que possible entre eux tant par leur volume que par leur position sur le rameau qui les porte. La vigueur du rameau d'un an [mesurée par sa longueur et son diamètre moyen (4)] a été également prise en considération. On sait, en effet, que ces facteurs conditionnent en grande partie le devenir des pousses herbacées (5). Les espèces suivantes ont été utilisées : *Acer platanoides* L., *Acer pseudoplatanus* L., *Carpinus Betulus* L., *Cornus sanguinea* L., *Evonymus europæus* L., *Fraxinus excelsior* L., *Lonicera Xylosteum* L., *Prunus avium* L., *Prunus Padus* L., *Quercus pedunculata* L., *Salix Capræa* L., *Sorbus Aucuparia* L.

Les jeunes pousses ont été réparties en six séries et lorsqu'elles mesuraient 10 cm environ (c'est-à-dire bien avant la fin de leur allongement) traitées comme suit :

Série A : Décapitation et effeuillage totale des limbes.

Série B : Ablation de tous les limbes à l'exception de ceux mesurant moins de 10 mm et encore inclus dans le bourgeon terminal.

Série C : Décapitation et ablation des feuilles à l'exception d'une paire apicale dont la taille est supérieure à 3 cm.

Série D : Mutilations identiques à celles de la série C avec en plus ablation des deux axillaires correspondant aux limbes épargnés.

Série E : Décapitation au-dessus des feuilles de 3 cm. Aucun effeuillage.

Série F : Témoins intacts.

La comparaison de ces différentes séries permet de discuter ce qui, dans l'inhibition des méristèmes axillaires, revient au bourgeon terminal et aux limbes de grande taille.

Les résultats ont été les suivants :

1° Certaines espèces (*Prunus avium*, *Evonymus europæus*, *Prunus Padus*) se comportent comme des plantules de pois, c'est-à-dire que dans la série B, nous n'avons jamais observé une seule levée d'inhibition. Au contraire, dans la série D, sous les deux feuilles de grande taille épargnées, des bourgeons se développent vigoureusement. Sur des pousses trop faibles, ils peuvent cependant ne pas évoluer, alors que dans la série A les ramifications sont abondantes, et que dans la série C les deux axillaires apicaux engendrent des rameaux longs. On sait, en effet, qu'un rameau est d'autant plus difficile à inhiber que la pousse qui le porte est plus vigoureuse (6), (7). C'est donc que les jeunes limbes apicaux sont plus fortement inhibiteurs que les feuilles adultes, mais que, comme chez le Pois, ces dernières ne sont pas totalement dépourvues d'influence.

2° D'autres espèces (*Acer platanoides*, *Fraxinus excelsior*, *Salix Capræa*) se rapprochent au contraire beaucoup du Lilas : les éléments apicaux sont

peu actifs (levées d'inhibition dans la série B); par contre, les feuilles de grande taille empêchent toute ramification au-dessous d'elles-mêmes sur des pousses très vigoureuses (aucun développement dans la série D). L'influence de ces dernières est également polarisée en direction basipète (croissance vigoureuse des axillaires supérieurs épargnés de la série C). Mais nous n'avons rien noté qui puisse rappeler une influence acropète additive (comportement identique des séries C et E).

3° Un autre groupe se caractérise par la faiblesse de l'influence exercée aussi bien par les feuilles adultes que par le bourgeon terminal (*Acer pseudoplatanus*, *Lonicera Xylosteum*, *Cornus sanguinea*). On observe des ramifications dans la série B et dans la série D. La croissance de tous les axillaires est bloquée uniquement sur les témoins n'ayant subi aucune mutilation ([8]). Donc une action conjuguée du bourgeon terminal et des feuilles de grande taille est nécessaire à l'inhibition totale. Un tel comportement n'avait encore jamais été signalé.

4° Le Chêne, le Charme et le Sorbier prennent une place à part. Quelle que soit la mutilation subie, c'est-à-dire même dans la série A, aucun axillaire n'ébauche la moindre croissance. Toutes les autres espèces citées engendrent au contraire sur chaque pousse, après décapitation et effeuillage total, de 3 à 12 ramifications. Les méristèmes de ces trois espèces ne sont donc inhibés ni par les feuilles, ni par l'apex. On peut penser ou bien qu'ils sont inhibés par l'axe lui-même ou bien qu'ils sont le siège d'une dormance extrêmement précoce, dormance qui atteindra quelques semaines plus tard les bourgeons de toutes les autres espèces. La deuxième hypothèse nous semble pour l'instant préférable, car aux environs du 25 juin des ramifications apparaissent (pousses de la Saint-Jean) dans toutes les séries expérimentales y compris celle des témoins. Or récemment Huglin ([4]) a montré que la dormance précoce de la vigne diminuait en juin pour s'établir à nouveau de façon définitive quelques semaines plus tard.

De nouvelles expériences tenteront de préciser le déterminisme de ce comportement.

(1) R. Snow, *New Phytol.*, 28, 1929, p. 343.
(2) M. Rémy et S. Allary, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1663.
(3) P. Champagnat, *Rev. Gén. Bot.*, 62, 1955, p. 325.
(4) P. Huglin, *Thèse*, Strasbourg, 1958.
(5) P. Champagnat, *Encyclopedia of plant Physiology*, 15 (sous presse).
(6) P. Champagnat, *Rev. Cytol. et Biol. végét.*, 15, 1954.
(7) J. E. Gunckel, K. V. Thimann et R. H. Wetmore, *Amer. J. Bot.*, 36, 1949, p. 145.

(8) Sur le Cornouiller, cette règle n'est même pas toujours respectée puisque les rameaux vigoureux engendrent de façon régulière des « rameaux anticipés », c'est-à-dire des levées d'inhibition en présence de l'apex et de toutes les feuilles.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Présence de plusieurs catalposides dans la pulpe des fruits du Catalpa.* Note de Mlle **Marie-Madeleine Chollet**, présentée par M. Raoul Combes.

Le catalposide, tel qu'il a été isolé par G. Tanret, à partir de la pulpe des fruits du Catalpa est un mélange d'une quinzaine d'hétérosides très voisins, qui se distinguent les uns des autres par de légères variations dans leurs propriétés physiques.

Georges Tanret, en 1934, isola de la pulpe des fruits du Catalpa, un hétéroside : le catalposide, qui fut étudié par H. Colin et par moi-même [1].

Après cette étude, je soumis le catalposide à divers entraînements chromatographiques. Sa tache était souvent longue et mal formée, et son R_f assez variable, mais j'attribuais ces anomalies au voisinage du front. C'est récemment, en fractionnant les oses et osides du Catalpa, par passage sur colonne de poudre de cellulose, observant que dans la région du catalposide, j'obtenais diverses fractions aux pouvoirs rotatoires différents et aux taches légèrement décalées, les cristaux de catalposide obtenus à partir d'une des fractions étant incapables d'amorcer la cristallisation dans les autres, que je fus amenée à douter de la pureté du catalposide.

Lors des premiers entraînements chromatographiques systématiques entrepris pour élucider ce problème, j'utilisais comme entraîneur, le mélange : pyridine-alcool isoamylique-eau. Dans ces conditions, je n'obtenais, avec les diverses fractions de catalposide que des taches ovales, faiblement décalées. J'observais toutefois des variations dans la teinte des taches; certaines, celles correspondant aux R_f les plus faibles et situées face à la tache donnée par une solution fraîche de catalposide apparaissant, ainsi que cette dernière, en jaune orangé par le phtalate d'aniline, tandis que d'autres, situées plus bas, et face à la tache donnée par une solution de catalposide de préparation ancienne et légèrement hydrolysée, apparaissaient en jaune citron.

C'est avec le mélange : butanol-acide acétique-eau, comme entraîneur, que la complexité du catalposide *m'* est réellement apparue.

A température assez basse, les sucres, très peu entraînés par ce mélange ternaire, restent dans la partie supérieure des chromatogrammes, tandis que le catalposide étend sa tache sur une grande longueur. Il est alors aisé de distinguer, de haut en bas de cette tache, une série de centres, une douzaine, en première approximation, dont les R_f sont les suivants : 23,5, 25,3, 30, 37, 41, 43, 50, 55,5, 60, 63, 66, 69, 73 (R_f du glucose : 4,3).

Par cristallisation fractionnée, j'ai séparé les divers constituants du catalposide, suivant les diverses phases de la cristallisation par observation directe et par examens microscopiques. La pureté des fractions

était étudiée par la détermination des points de fusion au bloc Maquenne.

J'ai ainsi obtenu une quinzaine de fractions différentes, pouvant se rassembler en trois groupes.

Constituent un premier groupe, les fractions les moins solubles du catalposide (14 %). Il s'agit d'aiguilles assez longues, se mettant bout à bout, de manière à former de longs fils sinueux ou des cordons. Certaines de ces aiguilles s'assemblent en un réseau arachnéen, à trame régulière et lâche; d'autres, en un réseau à trame irrégulière et serrée; d'autres, en un fin chevelu qui s'agglomère en cordons. Les points de fusion de ces substances s'échelonnent entre 234 et 224° (234, 230 et 228°).

En un deuxième groupe, entrent les fractions du catalposide les plus abondantes (65 %). Ces fractions sont constituées d'aiguilles qui s'assemblent en longues aiguilles flexueuses. Ce sont ces fractions qui ont été décrites lors de l'étude de l'hétéroside.

Certaines de ces longues aiguilles composées forment de grosses travées flexueuses, aux extrémités recourbées; la plupart se groupent autour de centres en masses tourbillonnantes, certaines masses tourbillonnantes étant plus longuement chevelues et sinueuses que les autres. Les points de fusion des aiguilles apparaissant sous ces formes sont compris entre 224 et 218° (222, 219°).

Constituent un troisième groupe (20 % du catalposide), les éléments les plus solubles, éléments aux points de fusion les plus bas. Il s'agit de substances qui entre 140 et 156° se volatilisent presque complètement, les parties subsistantes fondant ensuite entre 176 et 218° (214, 213, 208, 198°). Formées d'aiguilles beaucoup plus courtes que les précédentes, ces substances ne présentent pas la tendance à s'associer bout à bout en fils ou aiguilles composées. Certaines demeurent disséminées : ces formes, abondantes, fondent entre 216 et 218°. D'autres se groupent parallèlement les unes aux autres, en paquets qui, à l'œil nu, dans la solution, semblent de gros cristaux, en forme de barres rectangulaires, ces barres précipitant isolément ou se groupant en mâcles ou en étoiles. (F 215 à 206°). Une de ces formes, fondant à 214°, à précipité en barres si courtes qu'elles semblaient presque granuleuses.

Ainsi, c'est à une véritable pulvérisation du catalposide qu'aboutit sa cristallisation fractionnée, une quinzaine de substances très voisines ayant été extraites simultanément et désignées sous un même nom.

Sans la finesse de l'analyse chromatographique, le catalposide serait sans doute demeuré, longtemps encore, une espèce chimique. Il est remarquable toutefois, que lors de l'extraction du catalposide, G. Tanret avait mis de côté trois petites fractions, se demandant s'il ne s'agissait pas d'hétérosides différents. Ces fractions analysées se révèlent être des mélanges des formes les plus solubles.

Il ne peut être question de donner un nom à chacune de ces substances. C'est à peine s'il est possible de les dénombrer, tant elles sont voisines et multiples. Disons plutôt qu'il existe, dans le Catalpa, une série de catalposides, aux propriétés physiques : solubilités, points de fusions et pouvoirs rotatoires, légèrement différentes.

Quelle relation, du point de vue chimique, existe-t-il entre ces divers catalposides ?

Le fait observé, qu'une solution légèrement hydrolysée présente, outre la tache du glucose, deux taches de couleurs légèrement différentes et situées plus bas que la tache d'une solution fraîche, fait penser qu'entre certains de ces produits, la différence pourrait aller jusqu'à l'existence d'un nombre variable de molécules de glucose dans l'édifice architectural de la molécule de catalposide. Par ailleurs, les formes les plus solubles sont presque totalement volatiles, certaines autres formes l'étant partiellement. Peut-être faut-il voir dans ces formes volatiles des termes de passage aux formes les plus stables.

Un prochain travail sur les relations entre les divers hétérosides du Catalpa me permettra peut-être d'aborder ce problème, bien qu'il ne puisse être question, actuellement, d'isoler de ces diverses substances, à l'état pur, des quantités suffisantes, pour qu'on puisse mener à bien l'étude de leur constitution chimique.

(1) *Comptes rendus*, 216, 1943, p. 677.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de la ribonucléase sur le noyau du* Batophora Oerstedi, *J. Ag.*, *Dasycladacées*. Note (*) de Mme **Simone Puiseux-Dao**, présentée par M. Lucien Plantefol.

La ribonucléase agissant sur des *Batophora* vivants entraîne des perturbations dans le fonctionnement du noyau, surtout au niveau des nucléoles.

Comme la plupart des Algues de la famille des Dasycladacées, le *Batophora Oerstedi* reste à l'état unicellulaire pendant toute sa vie végétative (J. Haemmerling et son école). Le noyau unique, volumineux, se situe alors dans la partie basale de la plante, formée soit d'un seul filament, soit parfois de plusieurs filaments tous rattachés à la même masse de rhizoïdes. Le noyau ressemble à celui des Acétabulaires par sa taille et sa structure (*fig.* 1). Il possède, jeune, un seul nucléole, mais lorsque le métabolisme devient actif, plusieurs nucléoles plus ou moins sinueux se développent.

Chez le *Batophora*, fixé et coloré, on peut voir de nombreuses sécrétions

en forme de gouttelettes fines qui semblent sortir du noyau et s'éparpiller dans le cytoplasme voisin. Une observation plus approfondie montre, en outre, que ces gouttelettes proviennent des nucléoles et qu'elles traversent le suc nucléaire avant d'être exsudées dans la zone périnucléaire (photographie). Chez les *Acetabularia* et *Neomeris* des extrusions nucléaires du même type se trouvent sur les préparations cytologiques, mais elles sont en général visibles surtout pendant la période qui précède la division du noyau; d'où l'intérêt du *Batophora.*

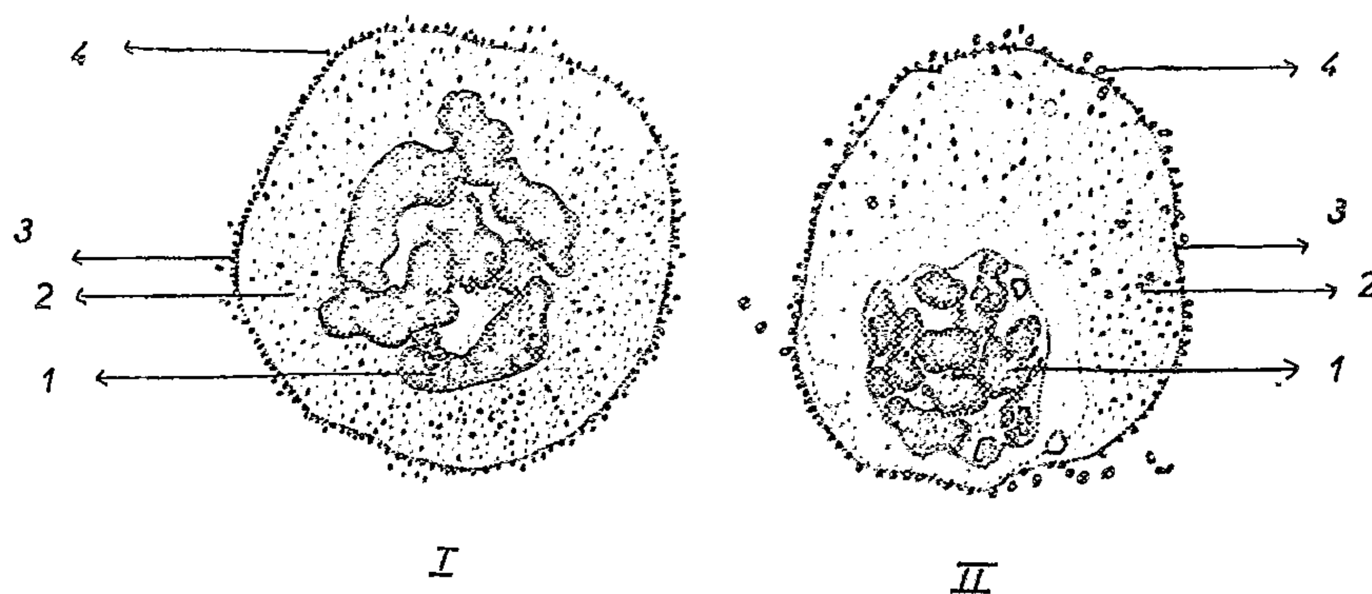


Fig. 1. — Noyau quiescent de *Batophora Oerstedi* (× 500) :
1, nucléoles; 2, nucléoplasme parsemé de gouttelettes provenant des nucléoles; 3, membrane nucléaire; 4, gouttelettes émises dans le cytoplasme périnucléaire.

Fig. 2. — Noyau de *Batophora Oerstedi* après un séjour de 17 h dans de l'eau de mer contenant 2 dg/l de ribonucléase (× 500) :
1, nucléoles réunis en une seule masse; 2, nucléoplasme contenant des gouttelettes de taille très variable; 3, membrane nucléaire; 4, grosses gouttelettes émises dans le cytoplasme périnucléaire.

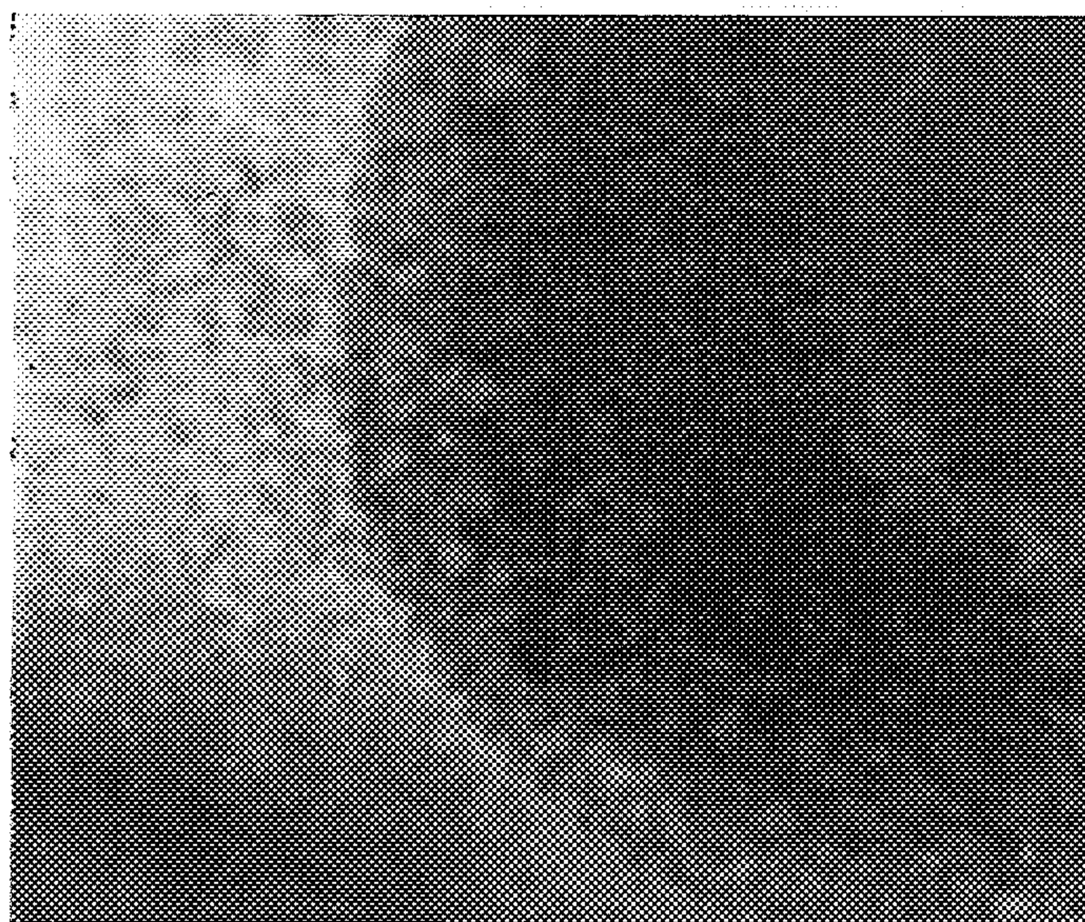
Ces observations se rapprochent de travaux, effectués sur un matériel zoologique très varié, qui démontrent l'existence de sécrétions nucléolaires dans le cytoplasme. De telles images appuient d'ailleurs les thèses de T. Caspersson et de J. Brachet attribuant un rôle important aux nucléoles dans les synthèses protidiques.

Étant donné les idées actuelles sur la part des ribonucléoprotéines dans le métabolisme azoté, nous avons essayé de voir si la ribonucléase agissant sur les Algues vivantes pouvait influencer d'une manière quelconque le phénomène permanent d'émissions nucléolaires chez le *Batophora.*

De la ribonucléase a donc été dissoute dans de l'eau de mer à des concentrations variables et des Algues ont été placées dans ce milieu pendant des périodes plus ou moins longues. Les conditions expérimentales étaient les suivantes : cristallisoirs de verre incolore contenant 500 ml de solution dans laquelle séjournent une cinquantaine de plantes (température, 25° C; éclairement, 2 500 lx et photopériode, 12-12). Les pousses proviennent de

cultures en pleine croissance (2,5 à 3 cm de longueur) et sont élevées dans de l'eau de mer additionnée de leucine à la concentration de 1 cg/l. Le matériel est fixé en général au Carnoy et coloré à l'azocarmin acétique.

Dans une première série de recherches, la ribonucléase utilisée avait été préparée par M. J. Stolskowski. Dans ce cas, lorsque la durée d'expérimentation est inférieure à 3 h, rien n'est décelable. Pour des séjours plus



Photographie. — Noyau quiescent de *Batophora Oerstedi* ($\times$ 2 000).
On aperçoit les gouttelettes qui perlent à la surface de la membrane nucléaire.

longs, de 4 à 23 h, on observe une augmentation du nombre de gouttelettes émises par le noyau. Après 17 h les gouttelettes deviennent beaucoup plus grosses. Parallèlement la colorabilité du noyau diminue et se décèle une variation de la taille et de la forme des nucléoles : ceux-ci s'amoindrissent et finissent par s'assembler en une masse unique arrondie (*fig.* 2).

La ribonucléase provenant de la Worthington Biochemical Corporation (Freehold, N. J.) s'est révélée moins active et nous avons obtenu les mêmes faits après des séjours de durée double, voire triple.

Ces changements de forme des nucléoles font penser aux résultats des écoles allemande et belge utilisant soit l'obscurité, soit des poisons pour diminuer ou arrêter le fonctionnement du noyau chez les Acétabulaires.

De plus, de la ribonucléase dissoute dans de la solution de terre « Erdschreiber » au lieu d'eau de mer pure, a des effets beaucoup moins nets sur les Algues. Il se peut donc qu'une bonne nutrition soit un élément de résistance contre l'action diastasique. En particulier, dans les expériences de J. Ledoux, démontrant que les cellules cancéreuses sont plus

sensibles que les autres à la ribonucléase, ce facteur pourrait être ajouté à ceux qu'on a déjà envisagés.

(*) Séance du 10 février 1958.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

CYTOPHYSIOLOGIE. — *Influence de la lumière sur la formation des cristalloïdes intranucléaires dans les racines de* Galtonia candicans. Note (*) de Mme **Pierrette Arnaud-Lamardelle**, présentée par M. Robert Courrier.

Après avoir signalé dans une précédente Note (1) les caractéristiques morphologiques et l'évolution normale des cristalloïdes protéiques intranucléaires présents dans les divers organes de *Galtonia candicans*, nous exposons ici quelques résultats concernant l'influence de l'éclairement sur la genèse de ces formations dans les racines de cette plante.

Rappelons tout d'abord le schéma type de répartition des cristalloïdes dans une racine développée dans des conditions normales d'éclairement, le schéma donné (1) variant peu avec l'âge : les cristalloïdes, absents de la coiffe et de la zone des initiales proprement dite, se rencontrent dans le dermatogène de la zone méristématique, et atteignent leur maximum de fréquence dans l'ensemble des tissus de la zone subméristématique. On les trouve également, très développés, dans les noyaux des cellules libériennes, souvent libérés dans la cavité des vaisseaux.

Dans les très jeunes racines de *Galtonia* prélevées dans le tissu charnu de la base des écailles du bulbe, les noyaux sont bourrés de cristalloïdes groupés en épais faisceaux d'aiguilles très fines, plus ou moins dissociés et coupant parfois le noyau de part en part. Tant par leur fréquence que par leur taille, les cristalloïdes intranucléaires atteignent un développement de beaucoup plus important dans ces racines à activité mitotique nulle que dans des racines en voie de croissance. Ils ne sont plus ici localisés seulement dans le dermatogène et le périblème de la zone méristématique, mais ils se retrouvent indifféremment à tous les niveaux et dans les noyaux de tous les tissus du méristème.

Nous avons placé des bulbes sur des récipients remplis d'eau, à une température d'environ 20°, et nous avons suivi dans le temps l'évolution de ces cristaux dans des racines dont le développement s'effectuait, d'une part, à la lumière dans des conditions normales d'éclairement (récipients placés devant une fenêtre, les racines étant ainsi soumises aux alternances de lumière du jour et de la nuit), d'autre part, à l'obscurité (bulbes et racines maintenus dans des récipients entourés de papier noir). Le repérage des zones de localisation des cristalloïdes a été effectué sur des coupes axiales après coloration à l'hématoxyline ferrique.

Nous avons suivi l'évolution des cristalloïdes dans les deux lots en fonction du temps.

1° 48 h *après le début du développement* (racines de 0,05 à 1 cm de longueur), les résultats sont en tous points semblables dans les deux séries d'expériences. La fréquence et la taille des cristalloïdes ont considérablement diminué de façon parallèle. Ces formations ne s'observent plus dans la zone des initiales, mais sont localisées seulement dans le dermatogène de la zone méristématique et plus rarement dans le périblème de cette même zone, de même que dans le périblème et le plérome de la zone subméristématique. Il y a donc eu une disparition progressive des cristalloïdes au moment de la reprise d'activité caryocinétique.

2° *8 jours après le début du développement* (racines de 5 à 7 cm de longueur), nous observons une nette différence entre les deux lots. Dans les noyaux des racines développées à la lumière, les cristalloïdes présentent une fréquence et une répartition concordant avec le schéma type exposé ci-dessus (localisation dans les zones de faible activité cinétique).

Dans les noyaux des racines développées à l'obscurité, les cristalloïdes, généralement de plus petite taille, se forment presque exclusivement dans le dermatogène des zones méristématique et subméristématique.

Dans les racines plus âgées (15 jours et 1 mois), la même différence reste marquée entre les deux lots. Nous pouvons toutefois signaler, dans les racines maintenues à l'obscurité, la présence de chapelets de macrocristalloïdes extranucléaires caractéristiques des vaisseaux du liber, alors que ces formations sont absentes dans les noyaux des cellules voisines. Nous pensons que, dans ce cas, la différenciation cellulaire s'est produite très précocement et que les cristalloïdes libérés hors des noyaux ont continué ensuite une évolution normale.

D'autre part, en replaçant pendant *une semaine à la lumière*, des bulbes dont le développement avait débuté pendant 8 *jours à l'obscurité*, nous observons la réapparition des cristalloïdes dans les zones où leur présence n'était qu'accidentelle pendant le séjour à l'obscurité (périblème de la zone méristématique, plérome de la zone subméristématique).

Inversement, dans des racines de bulbes développés d'abord *à la lumière pendant* 8 *jours*, puis replacés 8 *jours à l'obscurité*, les cristalloïdes sont localisés seulement dans le dermatogène des zones méristématique et subméristématique.

Il est donc indéniable que la formation des cristalloïdes est liée aux conditions d'éclairement de la plante, puisqu'il est possible de modifier expérimentalement la fréquence des cristalloïdes dans les noyaux des racines de *Galtonia*. Une telle influence de la lumière a été signalée par Leitgeb ([2]) chez *Pinguicula*. Cet auteur avait observé la fonte des cristalloïdes dans les bourgeons de cette plante maintenue à l'obscurité. D'autre

part, en consultant la liste de Tischler ([3]) relative aux espèces végétales à cristalloïdes intranucléaires, on note une localisation presque exclusive dans les organes aériens.

Comment expliquer, dans le cas du *Galtonia*, les modifications observées dans la genèse des cristalloïdes ? Des observations de Lyttleton ([4]) sur des feuilles de Graminées étiolées et éclairées, montrent qu'il existe une relation entre la photosynthèse et la formation d'une certaine fraction des protéines cytoplasmiques. On pourrait penser que, chez *Galtonia*, la lumière influerait secondairement sur la genèse des cristalloïdes intranucléaires : l'absence d'éclairement inhibant la synthèse de certaines protéines nucléaires, l'utilisation de la substance cristalloïdienne compenserait cette déficience.

Les cristalloïdes intranucléaires se comporteraient donc dans ce cas comme des formations de réserve. Cependant, ces variations des cristalloïdes et ce rôle, peut-être occasionnel, n'expliquent pas la biogenèse de ces formations.

Nous nous proposons une étude systématique de l'action de divers inhibiteurs des synthèses protéiques.

(*) Séance du 10 février 1958.

([1]) P. GAVAUDAN, H. POUSSEL et P. ARNAUD-LAMARDELLE, *Trav. Lab. Biol. vég. Poitiers*, Art. IX, juillet 1957, p. 1-5.

([2]) LEITGEB, *Mitteil. Bot. Inst. Graz*, 1, 1886, p. 115-122.

([3]) TISCHLER, *Allgemeine Pflanzenkaryologie*, 1, 1934, p. 163-172.

([4]) LYTTLETON, *Nature*, 177, 1956, p. 283-284.

(*Laboratoire de la Chaire de Biologie végétale de la Sorbonne*).

PHYSIOLOGIE. — *Effets de l'irradiation de la trypsine par les rayons X.*
Note de M. **BERNARD MAGNAN DE BORNIER**, présentée par M. Léon Binet.

La trypsine en solution aqueuse diluée est inactivée par les rayons X, l'effet indirect étant responsable de l'inactivation. De plus, il n'y a pas de relation exponentielle entre la dose reçue et le pourcentage d'inactivation ; ce qui suggère l'hypothèse que la trypsine inactivée présente, pour les radicaux libres, une plus grande affinité que la trypsine non irradiée.

Comme l'a montré Mc Donald en 1954 ([1]), l'irradiation de la trypsine en solution provoque une diminution d'activité de cette enzyme. Nous apportons ci-dessous quelques précisions sur ce phénomène.

Les irradiations ont été réalisées sur des solutions aqueuses de trypsine « Armour » disposées dans un récipient tel que l'épaisseur de la couche liquide soit égale à 0,7-0,8 cm. L'appareil générateur de rayons X (Intrix C. G. R.)

fonctionne sous 95 kV et débite 5 mA. La région centrale de la solution irradiée reçoit 1 250 r/mn.

L'activité des préparations de trypsine est mesurée par la quantité de sérum albumine (concentration initiale : $c = 2,7$ mg/ml) détruite en un temps donné à la température de 37° C et en milieu tamponné à pH = 8,0. Les dosages de la sérum albumine non hydrolysées sont réalisés par turbidimétrie ($\lambda = 450$ mμ) après floculation par l'acide trichloracétique à 2,5 %. (Cette méthode présente le grand avantage de donner directement la quantité de sérum albumine non hydrolysée.)

1. *Action des doses variables de rayons X sur des solutions de trypsine de concentrations constantes.* — Différents échantillons d'une même solution de trypsine de concentration égale à 10^{-5} g/ml reçoivent des doses de rayons X allant de 0 à 30 000 r. Leurs activités respectives sont mesurées comme il vient d'être indiqué. Les courbes du graphique 1 représentent les quantités de sérum albumine détruites en fonction du temps dans les différents cas. Il est facile d'en déduire la diminution d'activité par rapport à une solution enzymatique non irradiée; les résultats sont les suivants :

Dose.	Activité résiduelle (% de l'activité initiale).
0	100
1,25.10³ r	87,5
2,50 »	79
5 »	66,5
10 »	50
20 »	37
25 »	31
30 »	26,5

La courbe du graphique 2, qui rend compte de ces résultats présente la même allure générale que les courbes établies par Dale [2] pour la carboxypetidase et la D-amino-acide oxydase : « la vitesse d'inactivation décroît lorsque la dose de rayons X augmente ». Plus précisément, la courbe que nous obtenons est une branche d'hyperbole, et l'on peut écrire :

$$Z = \frac{K}{d + K'}.$$

Z, activité résiduelle;

d, dose de rayons X ($.10^{-3}$);

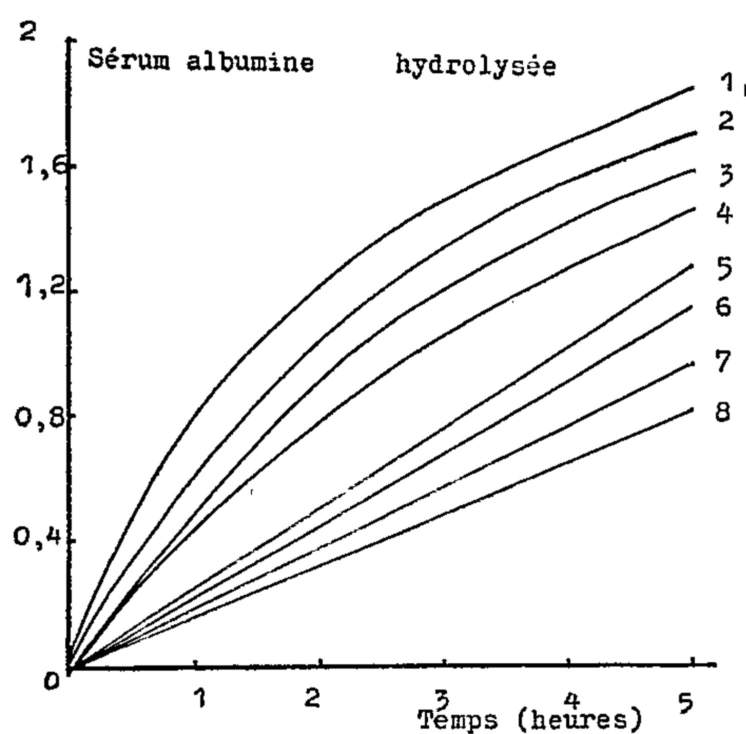
K, K′, constantes dépendant de la concentration de la solution.

Dans le cas étudié ici, K = 1 000 et K′ = 10. La signification de cette représentation est précisée plus loin.

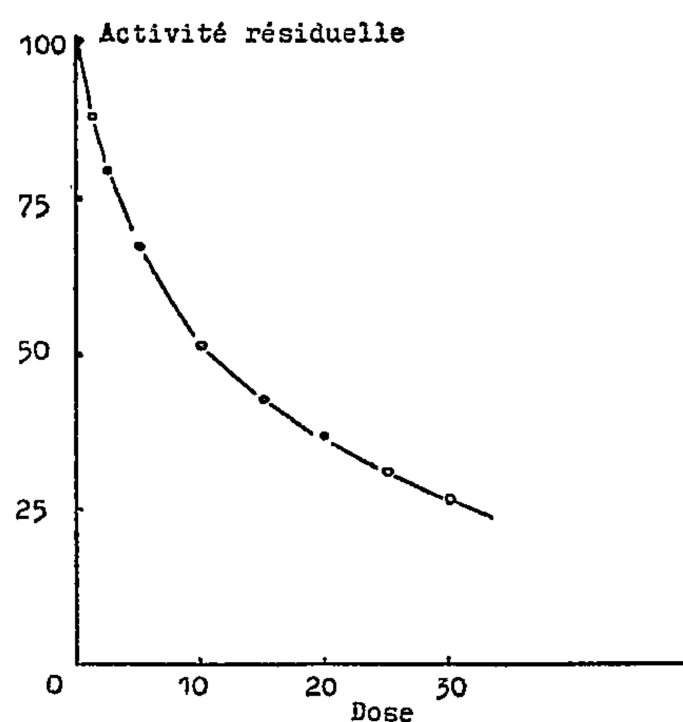
2. *Action de doses constantes de rayons X sur des solutions de trypsine de concentrations variables.* — De même que précédemment, nous avons déterminé l'activité résiduelle des solutions de trypsine ayant reçu, chacune,

une même dose de rayons X : $d = 15.10^3$ r. Les résultats, illustrés par le graphique 3, sont les suivants :

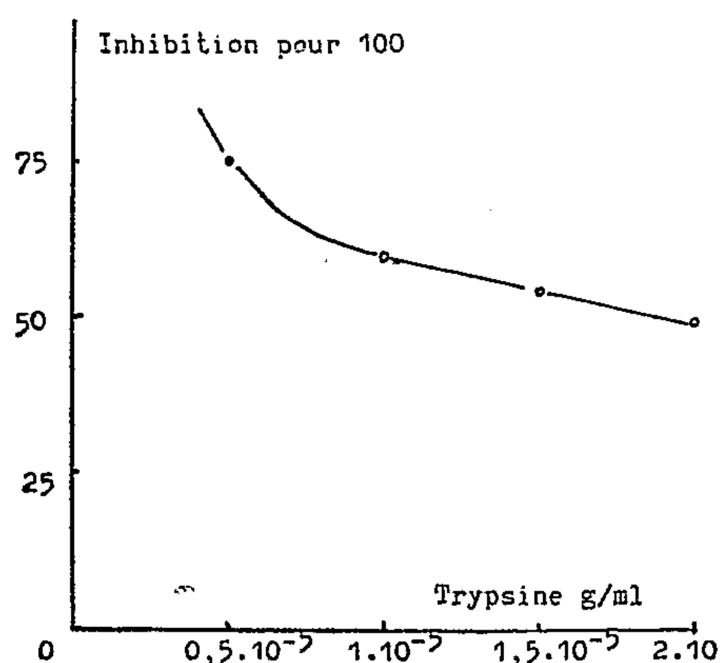
Concentration (g/ml).	Activité résiduelle (% de l'activité initiale).
$0,5.10^{-5}$	25
1 »	40
1,5 »	46
2 »	51



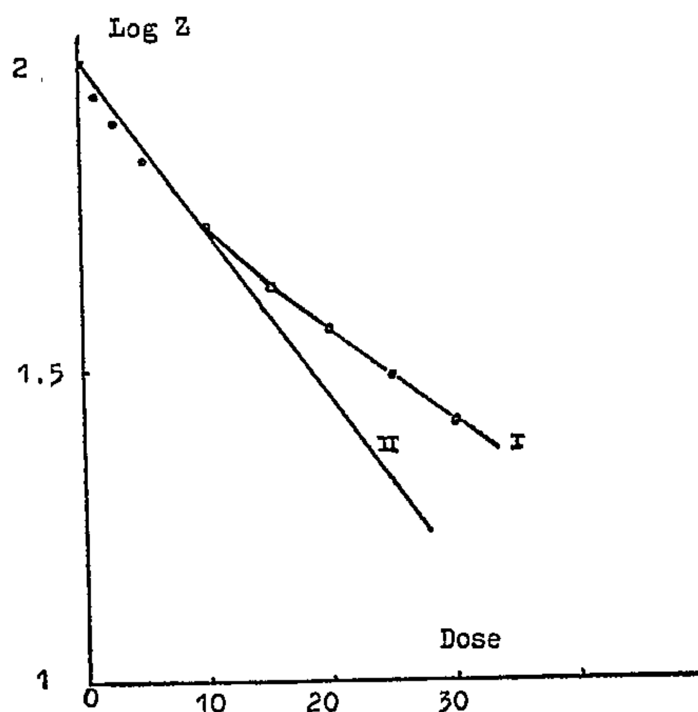
Graphique 1.



Graphique 2.



Graphique 3.



Graphique 4.

Graphique I. — Hydrolyse en fonction du temps de la sérumalbumine par la trypsine irradiée (1, $d = 0$ r; 2, $d = 1,25.10^3$ r; 3, $d = 2,5.10^3$ r; 4, $d = 5.10^3$ r; 5, $d = 10.10^3$ r; 6, $d = 20.10^3$ r; 7, $d = 25.10^3$ r; 8, $d = 30.10^3$ r).

Graphique II. — Diminution de l'activité d'une solution de trypsine (10^{-5} g/ml) irradiée en fonction de la dose (unité = 1 000 r).

Graphique III. — Inhibition en fonction de la concentration de solutions de trypsine ayant reçu des doses de 15 000 r.

Graphique IV. — Variations en fonction de la dose de LogZ (Z, activité résiduelle). La concentration de la trypsine est $c = 10^{-5}$ g/ml.

L'activité enzymatique décroît donc d'autant plus rapidement que la concentration de la solution de trypsine est plus faible. Ainsi que l'ont établi Dale, Gray et Meredith ([3]), ceci montre que l'inactivation de la trypsine résulte de l'effet indirect de l'irradiation, c'est-à-dire de l'action des radicaux libres H^- et OH^- qui prennent naissance par irradiation de l'eau.

Conclusion. — En dehors du fait que l'inactivation de la trypsine en solution aqueuse diluée résulte de l'effet indirect de l'irradiation, les résultats précédents suggèrent la remarque suivante.

Il est généralement admis que l'enzyme inactivée, susceptible au même titre que l'enzyme non irradiée de réagir avec les radicaux libres, est à l'origine d'un *effet de protection* qui augmente parallèlement à la dose reçue; de telle sorte que la relation existant entre la dose et l'effet observé est de type exponentiel. Or, pour la trypsine, nous venons de voir qu'une telle relation n'existe pas [$Z = f(d)$ est une branche d'hyperbole].

Cependant, il apparaît que, pour des doses comprises entre 0 et 15.10^3 r environ, la relation entre la dose et l'effet observé est approximativement exponentielle; dans ces limites, en effet, log Z varie de façon pratiquement linéaire en fonction de la dose (*fig.* 4). Par contre, pour des doses plus importantes, la courbe expérimentale (I) se situe nettement au-dessus de la droite (II), c'est-à-dire que l'activité résiduelle Z est plus importante que ce que laisse prévoir la relation exponentielle. Ne doit-on pas penser, par suite, que la trypsine inactivée par irradiation présente une plus grande affinité pour les radicaux libres que la trypsine non irradiée, de telle sorte que l'effet de protection se trouve augmenté ?

([1]) M. R. MAC DONALD, *Brit. J. Radiol.*, 27, 1954, p. 63.
([2]) W. M. DALE, *Biochem. J.*, 34, 1940, p. 1367; 36, 1942, p. 80.
([3]) W. M. DALE, L. H. GRAY et W. J. MEREDITH, *Phil. Trans.*, 242 A, 1949, p. 33.

(*Laboratoire de Physique biologique et Centre Régional Anticancéreux, Faculté de Médecine de Montpellier.*)

PHYSIOLOGIE. — *Cœur-poumon à membrane pulmonaire artificielle.*
Note de M. **J.-ANDRÉ THOMAS**, présentée par M. de Gaudart d'Allaines.

Les recherches qui ont abouti à la mise au point du cœur-poumon à membrane pulmonaire artificielle sont poursuivies depuis 1937. Les principes actuellement appliqués ont été découverts en 1956, leur réalisation matérielle date de février 1957. Nous n'avons pas fait de publication préliminaire jusqu'à présent, ayant voulu attendre, sans assurer notre priorité, que notre appareil ait fait ses preuves en permettant d'opérer

avec succès et sécurité plusieurs cas de malformations intracardiaques graves de l'Homme, enfant ou adulte. Notre opinion est restée la même pendant les années où la circulation extracorporelle paraissait chimérique, puis lorsque des méthodes diverses semblaient tour à tour devenir prévalentes en chirurgie à cœur ouvert : la circulation extracorporelle opératoire doit se rapprocher dans toute la mesure du possible des normes physiologiques de l'hémodynamique, de l'hématose et de la thermogenèse. L'étude physiologique fera l'objet d'un Mémoire; les résultats chirurgicaux obtenus sous la direction de M. de Gaudart d'Allaines, en collaboration avec J. Vaysse et l'équipe de l'hôpital Broussais seront rapportés d'autre part.

1. *Pompe.* — Nous avons conservé le principe de la circulation pulsatile que nous avons adopté, à titre expérimental, en 1938. Notre pompe, pourvue de deux manchons alternativement comprimés présente à première vue des analogies avec celles de Cowan, de Salisbury, de Melrose, de Crafoord et Senning, etc., mais elle est différente. Nous soulignerons, en particulier, que nous ne craignons pas d'utiliser des valves vraies qui, suffisamment étudiées, sont très peu traumatisantes; les valves sont multicuspides, à course limitée dans la région centrale, sans retour diastolique. Cette pompe a une loi de débit très progressive, sans pointe de surpression instantanée (*fig.* 1); selon le réglage, la systole est longue et la diastole courte, le débit dépasse aisément 5 l/mn. La pompe seule, avec un débimètre électronique indiquant le débit pulsatile instantané et le débit intégré par minute, instrument mis au point à notre demande par les services de M. Maurice Roy, à l'O.N.E.R.A., ne provoque qu'une hémolyse traumatique insignifiante; par exemple, le taux d'hémoglobine libérée par le sang de Cheval, au débit de 3 l/mn pendant 1 h, est de 6 mg %. Le circuit artificiel (*fig.* 4) ne comporte qu'une seule pompe artérielle; le sang des veines caves s'écoule par siphonage dans un réservoir veineux à niveau constant; après avoir été hématosé à la surface de l'oxygénateur et réchauffé, le sang s'accumule sans turbulence dans un réservoir artériel à niveau réglable, d'où il est lancé par la pompe, après avoir été filtré, dans le système artériel de l'opéré. Le même type de pompe est utilisé pour la récupération du sang de cardiotomie qui, prélevé dans le cœur ouvert par aspiration réglable, est renvoyé dans un réservoir de stockage et de là, éventuellement, dans le circuit général (*fig.* 6).

2. *Oxygénateur.* — Le problème de l'oxygénation artificielle du sang, au débit de l'aorte humaine a toujours paru beaucoup plus difficile à résoudre que celui de la circulation. Le dilemme de l'oxygénation, pour l'établissement d'une circulation extracorporelle totale, à débit et à température physiologiques, chez l'adulte, se ramenait principalement, semble-t-il, à ceci : d'une part, deux vieux principes ayant donné lieu à de multiples

adaptations, soit le barbotage (1882), non physiologique, auquel nous avions eu recours faute de mieux avec Beaudouin (brassage-barbotage sous tube, suivi de démoussage pneumatique, 1950), puis repris par Clowes, Dewall, Dodrill, Gollan et d'autres, soit l'étalement du sang sur une grande surface en présence d'oxygène (1885) (grilles de Gibbon, disques tournants de Crafoord et son équipe : Björk, Norberg, Senning, de Dennis, de Melrose, de Cross et collaborateurs, etc., certains de ces appareils comportant 150 disques); d'autre part, la diffusion de l'oxygène gazeux dans le sang, par exemple à travers un tube plastique (Kolff), ce qui ne s'apparente que de fort loin au processus pulmonaire et ne permet de traiter qu'une quantité trop faible de sang.

Nous avons trouvé expérimentalement que l'oxygénation du sang à gros débit à travers une membrane, solution considérée comme techniquement la plus complexe est en réalité, dans l'état actuel, non seulement la plus efficace, mais aussi la plus simple et sans doute la plus physiologique, *si l'oxygène passe à l'état dissous*. Prenons une membrane faite simplement d'un support textile fin, enduit d'un film de silicone : cette membrane est plus ou moins grossièrement microporeuse, l'oxygène gazeux qui la traverse sous pression fait mousser le sang qui la recouvre en couche mince; mais si l'oxygène est dissous dans l'eau (*fig.* 2), la membrane qui ne laisse passer ni le sang ni l'eau cède l'oxygène au sang et l'hématose s'opère immédiatement à sa surface (*fig.* 5), à la saturation physiologique, le sang restant à la pression atmosphérique et le gaz carbonique s'éliminant librement. Nous avons alors rejeté les principes de l'oxygénation du sang par barbotage, par étalement et par diffusion de l'oxygène à l'état gazeux. Pratiquement, un aérosol d'oxygène et de tampon salin est injecté sous pression (il s'agit de pression d'oxygène, la mesure du débit n'ayant ici pas d'utilité) dans une enceinte cylindrique tournante, limitée par la membrane artificielle; un dispositif permet l'éjection automatique du liquide après condensation, ainsi que du gaz en excès (*fig.* 3); tout le système est en matière plastique et toutes les conditions sont réglables en cours de marche. La surface fonctionnelle de la membrane est développée par la vitesse de rotation qu'on lui imprime; cette rotation entretient sous la membrane une couche fluente provenant de la condensation de l'aérosol. Par exemple, si la surface fonctionnelle d'hématose est de 60 m^2/mn, nous pouvons, avec de l'oxygène pur, en circuit opératoire, avec ouverture du cœur humain pendant une demi-heure ou plus, porter à la saturation physiologique 4 à 4,5 l de sang veineux par minute (saturation à l'oxymètre 100 %; à l'appareil de Van Slyke, 97,5 à 99 %). Bien entendu, si nous rendons expérimentalement le film plastique imperméable à l'oxygène, l'étalement du sang sur la membrane tournante ne suffit plus à assurer l'hématose. Pour les forts débits pro-

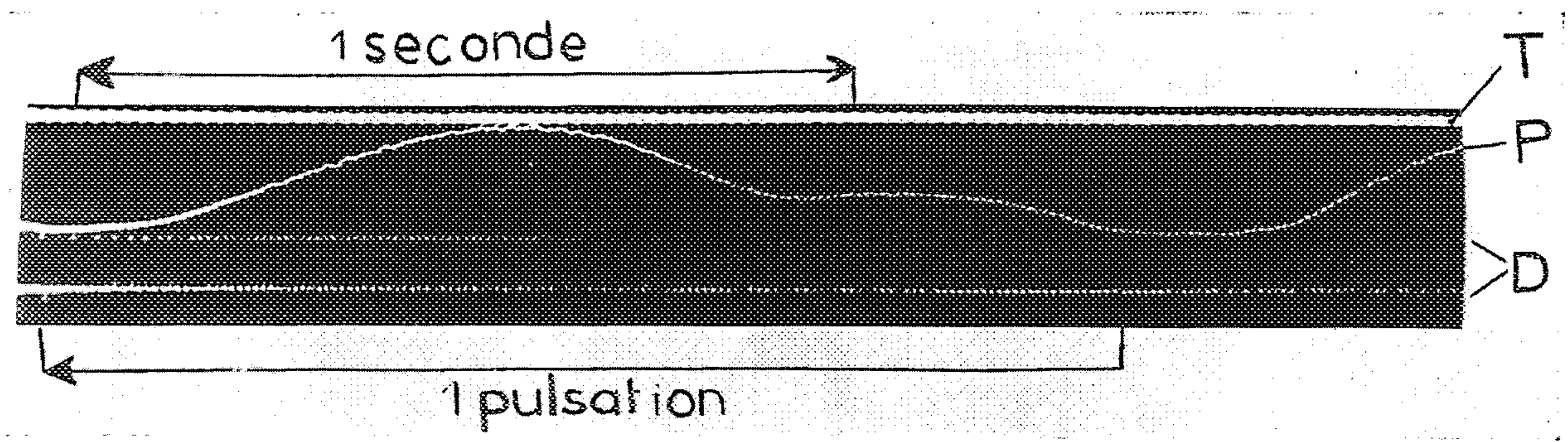


Fig. 1.

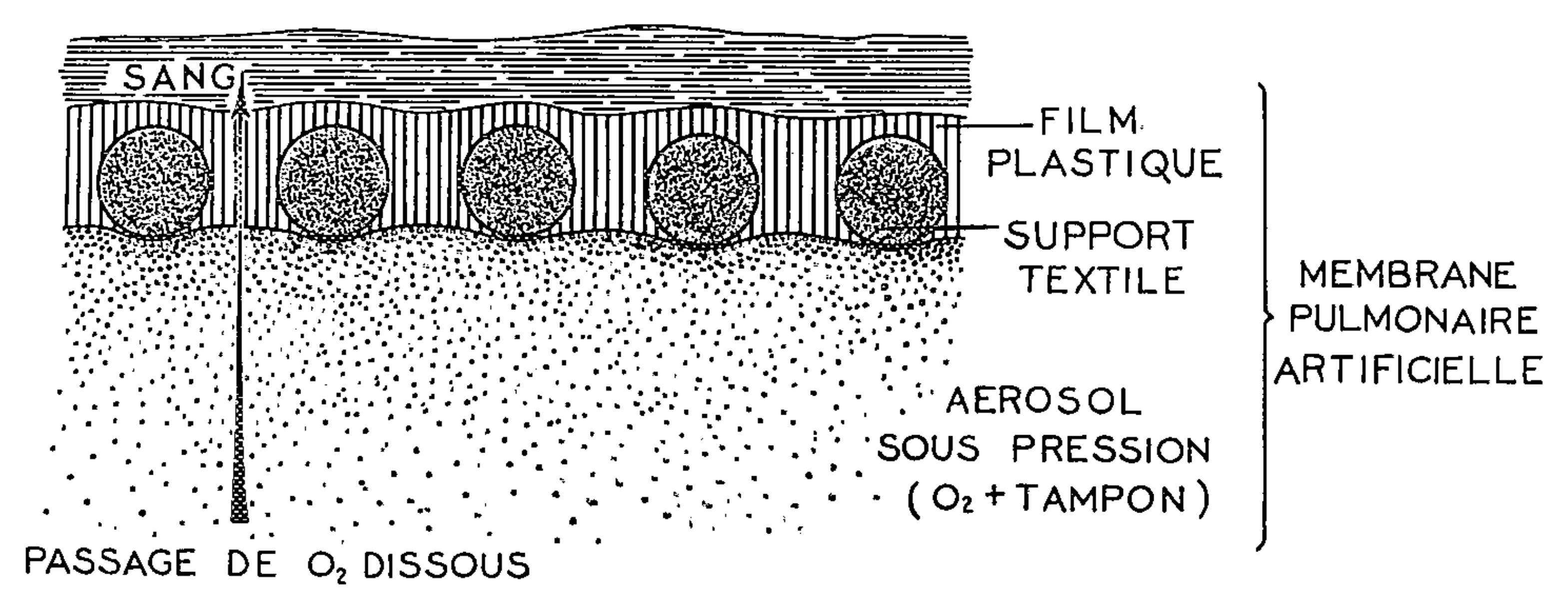


Fig. 2.

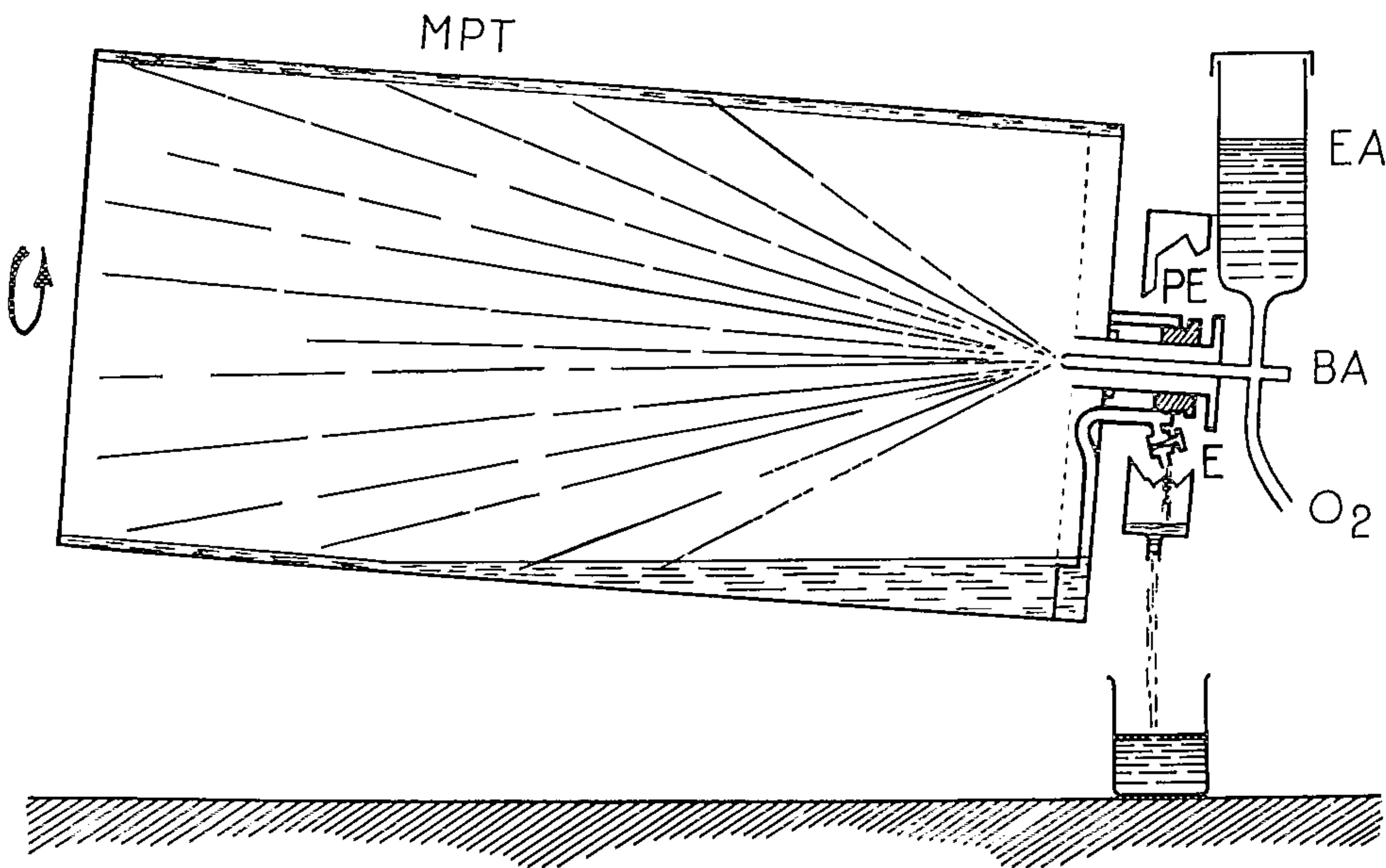


Fig. 3.

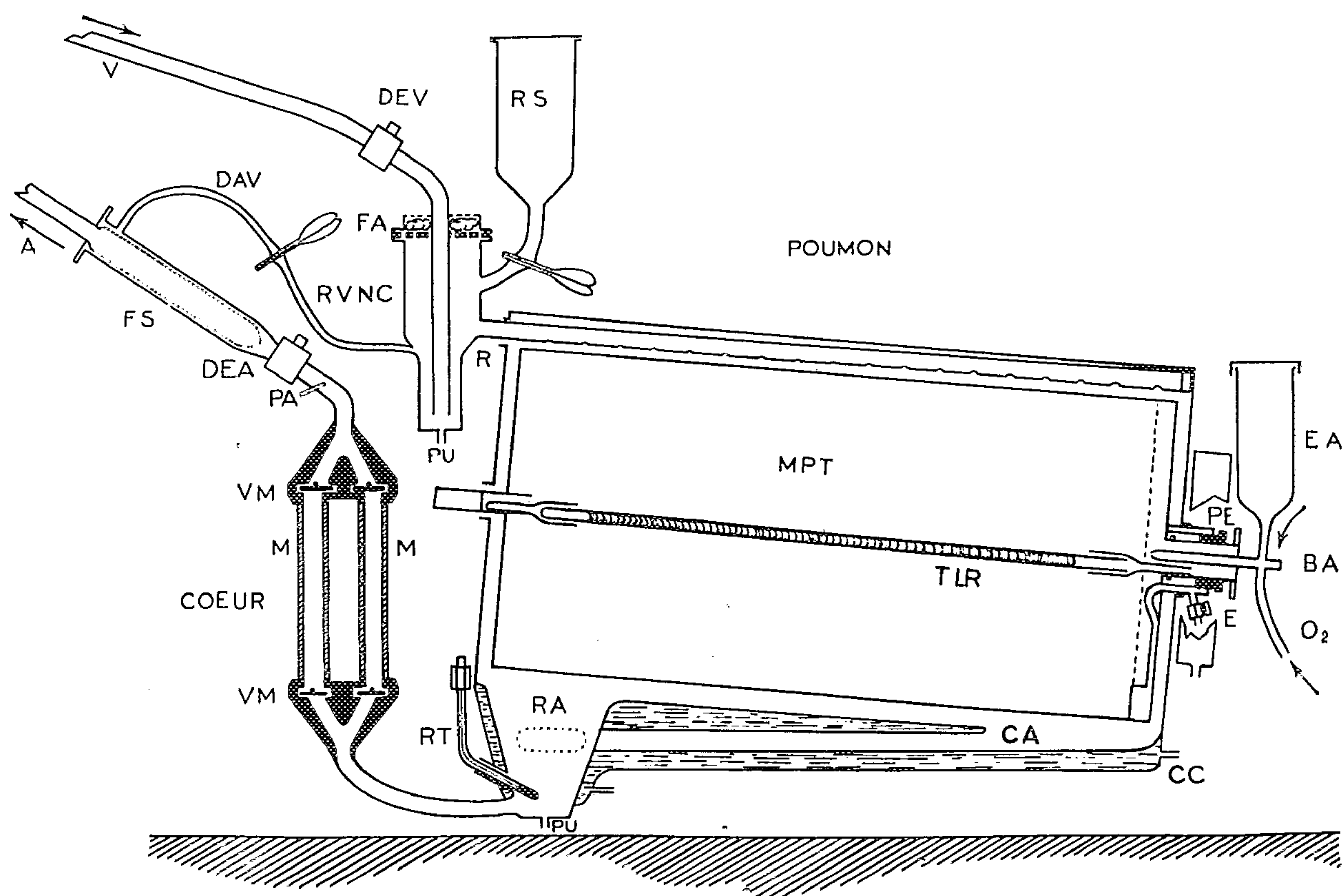


Fig. 4.

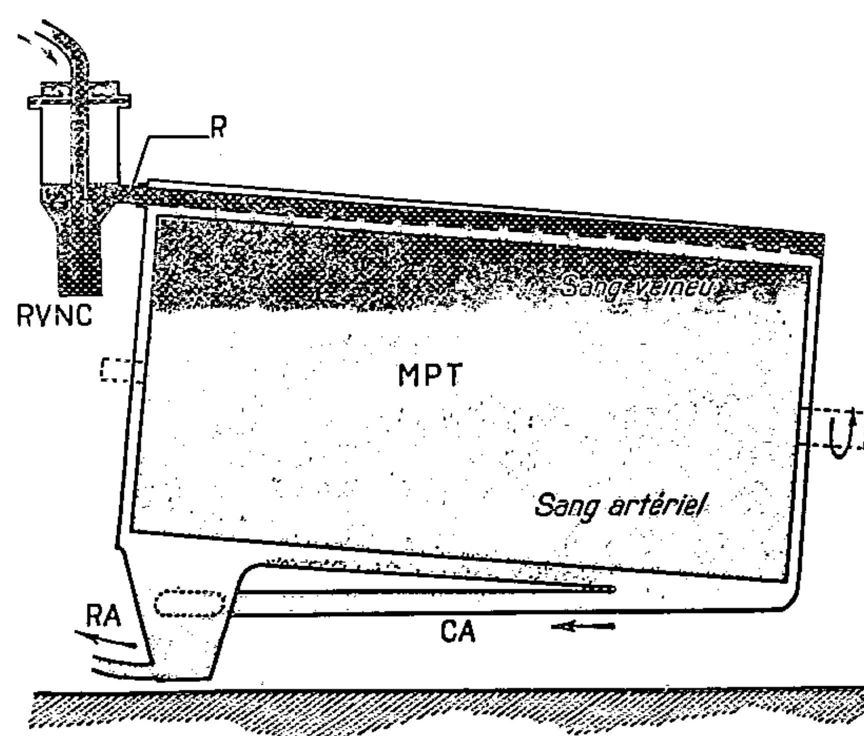


Fig. 5.

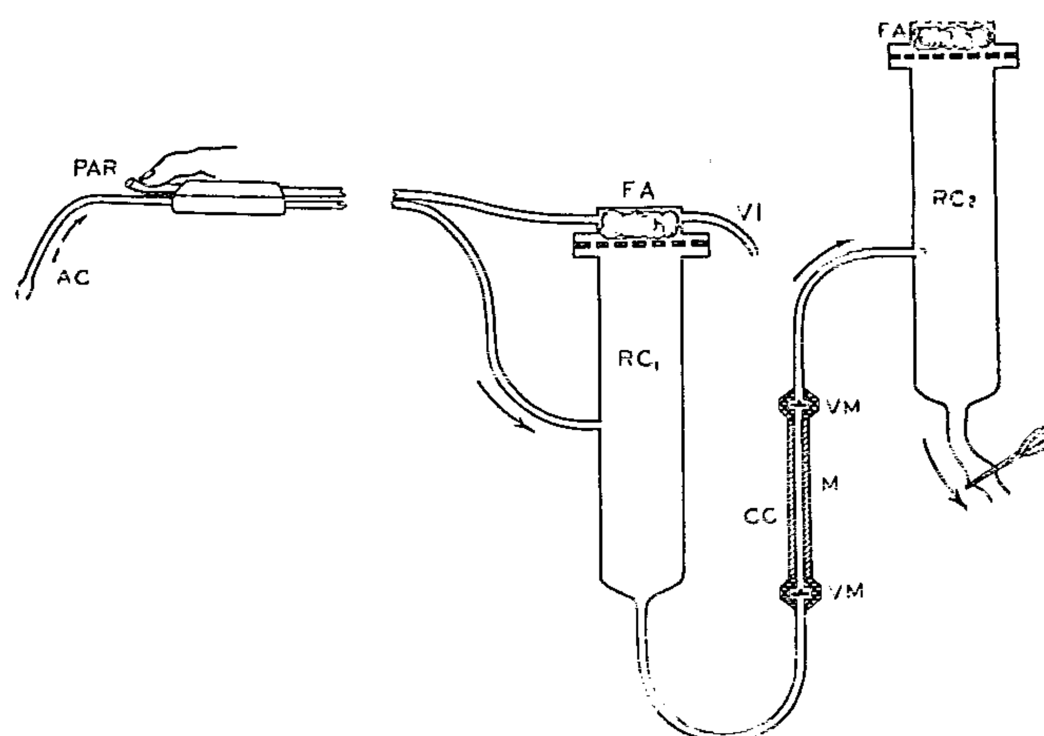


Fig. 6.

longés, nous ajoutons en outre un peu de silicone antimousse à l'enduit de la membrane.

Nous indiquerons quelques caractéristiques : l'enduction de la membrane se fait avec un instrument automatique en 1 mn 30 s, cette membrane est très résistante à la pression d'oxygène; tout le circuit plastique est stérilisé par l'ozone en 1 h environ et reste stérile; la quantité de sang utilisée dans le circuit, pour les gros débits, est de 3 l; les globules sanguins et les plaquettes ne sont pratiquement pas altérés, l'hémolyse traumatique opératoire humaine peut être faible (exemple : après 34 mn de circulation en court-circuit dans l'appareil et 20 mn de circulation extracorporelle totale, l'hémoglobine libérée passe de 8 à 31 mg %); le pH sanguin est stable.

Cet appareil évite toute complication mécanique, il est transportable, silencieux, de manœuvre simple; il a fourni ses preuves d'efficacité et de sécurité en chirurgie cardiaque chez l'Homme.

EXPLICATION DES FIGURES.

Fig. 1 : T, 1/50e de seconde; P, pression; D, impulsion du débimètre. — Fig. 2, 3, 4 et 5 : V, veine; DEV, débimètre électronique veineux; RVNC, réservoir veineux à niveau constant; FA, filtre à air; PU, purge; RS, réservoir de secours; R, rampe d'écoulement; MPT, membrane pulmonaire tournante; PE, presse-étoupe; EA, éprouvette pour aérosol; BA, buse pour aérosol; O_2, oxygène; E, échappement; TIR, tube infrarouge; CA, canal artériel; RA, réservoir artériel; CC, chemise chauffante; RT, régulateur de température; M, manchon; VM, valve multicuspide; PA, prélèvement artériel; DEA, débimètre électronique artériel; FS, filtre à sang; DAV, dérivation artério-veineuse; A, artère. — Fig. 6 : AC, aspirateur cardiaque; PAR, prise d'air réglable; RC_1, réservoir collecteur du sang de cardiotomie; VI, vide; CC, cœur pour sang de cardiotomie; RC_2, réservoir de stockage.

(*Laboratoire de Biologie cellulaire, Sorbonne et Institut Pasteur.*)

Remarques au sujet de la Note de M. J. André Thomas, par M. de Gaudart d'Allaines.

Après une période de recherches expérimentales poursuivies de si longues années avec courage et méthode, et notamment dans mon Service depuis 1951, M. André Thomas a mis au point un cœur-poumon artificiel de manœuvre simple qui permet de réparer avec sécurité des lésions intracardiaques chez l'Homme adulte, au débit basal. Le principe d'hématose artificielle qu'il a découvert et l'appareil qu'il a construit sont nouveaux. Parmi les cœur-poumons utilisés en France, le sien est le seul de conception et de réalisation entièrement françaises. La compétition entre plusieurs nations pour la mise au point du cœur-poumon artificiel est sévère et

d'importance : de très gros crédits ont été utilisés; les résultats des recherches de M. André Thomas placent la France parmi les premières de ces nations. Il n'a pas reçu de crédit spécial pour ses travaux sur ce sujet, préparant tout lui-même et assumant personnellement la charge des circulations extracorporelles à chaque opération.

Depuis quelques mois plusieurs opérations humaines, chez des adultes et des enfants ont été exécutées à l'Hôpital Broussais, dans mon Service, qui confirment entièrement les résultats expérimentaux.

J'estime que le cœur-poumon artificiel de M. André Thomas s'est montré bien supérieur aux appareils étrangers couramment utilisés.

Cet appareil, de conception nouvelle, entièrement française, constitue un progrès très important dans le secteur le plus difficile de la chirurgie du cœur.

PHYSIOLOGIE COMPARÉE. — *Influence de l'agitation motrice sur la teneur du plasma en 17-hydroxycorticostéroïdes d'un Téléostéen : la Carpe* (Cyprinus carpio *L.*) Note de Mme **Jeanine Leloup-Hatey**, présentée par M. Maurice Fontaine.

L'agitation motrice provoquée détermine, chez la Carpe, une stimulation de l'interrénal antérieur. La teneur du plasma en 17-hydroxycorticostéroïdes, déjà nettement augmentée après le transfert du Poisson d'un bac à un autre, est 10 fois supérieure à la normale après une épreuve de nage continue.

Si l'action stimulante d'une agression, telle qu'un exercice musculaire intense et prolongé, sur le cortex surrénal des Mammifères est bien connue, il n'en est pas de même chez les Téléostéens. Cette action ne peut pas être négligée dans le cadre de l'étude que nous poursuivons sur le rôle de l'interrénal antérieur (homologue du cortex surrénal) chez ces Poissons, car l'activité motrice peut être naturellement considérable chez quelques espèces.

Les hormones sécrétées par l'interrénal antérieur des Téléostéens sont, selon toute vraisemblance, au moins *pro parte*, des stéroïdes identiques à ceux sécrétés par le cortex surrénal des Mammifères ([1]), ([2]), ([3]). En conséquence, nous avons pu aborder cette étude en recherchant les variations du taux plasmatique des 17-hydroxycorticostéroïdes chez la Carpe (*Cyprinus carpio* L.) ([4]) après diverses manipulations et après des phases d'agitation de durées différentes.

50 Carpes ♂ et ♀, de 300 à 1000 g, en général sexuellement évoluées, sont utilisées en hiver. La température de l'eau varie de 10 à 15°,5. Le sang prélevé au cœur est recueilli sur héparine et le plasma rapidement séparé. Les 17-hydroxycorticostéroïdes, ou plus exactement les 17-21-dihydroxy-20

cétostéroïdes, sont dosés sur les plasmas réunis de deux Poissons selon la méthode de Nelson et Samuels [5]. Nos animaux sont répartis en six groupes expérimentaux : *Groupe I*, 22 Carpes sont saignées sans avoir subi aucun traitement; *Groupe II*, 4 Carpes sont transférées à la main d'un bac à un autre situé à quelques mètres. Elles ne s'agitent pas pendant la manipulation et sont saignées une demi-heure plus tard; *Groupe III*, 4 Carpes sont prises à l'épuisette et transportées dans celle-ci jusqu'à un bac semblable situé à une cinquantaine de mètres du premier; elles sont sacrifiées une demi-heure plus tard; *Groupe IV* (8 Carpes), *Groupe V* (6 Carpes), *Groupe VI* (6 Carpes), ces animaux sont sacrifiés respectivement après une demi-heure, 1 h ou 2 h de nage forcée déterminée par l'agitation d'un bâton.

Les résultats obtenus sont réunis en un tableau. Les remarques qu'ils nous suggèrent portent sur deux points principaux.

17 *hydroxycorticostéroïdémie de la Carpe.*
(exprimée en microgrammes de 17-hydroxycorticostérone pour 100 ml de plasma).

	Groupe			
	I.		II.	III.
	4,1 (♂ et ♀) (*)	2,1 (2 ♀) (*)	6,3 (2 ♂) (*)	7,5 (2 ♂) (*)
	2,4 (2 ♂)	0,1 (♂ et ♀)	3,8 (2 ♀)	10,4 (2 ♂)
	3,5 (2 ♂)	1,1 (♂ et ♀)		
	3,8 (2 ♂)	1,3 (♂ et ♀)		
	1,4 (2 ♂ et ♀)	0,3 (2 ♀)		
	0 (2 ♂)			
Moy. :	1,83 ± 0,47 (**)		5,05 ± 1,25	8,95 ± 3,31
P (***)	–		P ≥ 0,2	0,05 > P > 0,02

	Groupe		
	IV.	V.	VI.
	25,9 (2 ♂) (*)	41,3 (2 ♀) (*)	35,3 (2 ♂) (*)
	32,8 (2 ♂)	10,5 (2 ♂)	17,3 (♂ et ♀)
	32,0 (2 ♂)	32,5 (2 ♂)	18,0 (2 ♀)
	19,4 (2 ♂)		
Moy. :	27,5 ± 3,31	28,1 ± 9,15	23,5 ± 5,88
P (***)	P < 0,01	P = 0,01	P < 0,01

(*) Entre parenthèses, le sexe des animaux utilisés pour ce dosage.
(**) Erreur standard de la moyenne.
(***) La valeur de P est calculée par rapport à la moyenne des teneurs trouvées chez les Carpes témoins.

1. La 17-hydroxycorticostéroïdémie déterminée chez les Carpes témoins (1,83 μg ± 0,47) est comparable chez les ♂ et chez les ♀, mais beaucoup plus faible que celle trouvée par Bondy, Upton et Pickford [3] (43,8 μg chez les ♀ et 24,4 chez les ♂). Il est possible de proposer diverses explications de ces divergences. Des *facteurs biologiques* peuvent intervenir :

maturation génitale différente dans les deux séries de recherches, agitation possible avant leur sacrifice des Poissons utilisés par les auteurs américains, ou action de la stabulation d'une durée inconnue subie par les Carpes que nous avons mises en expérience. De plus, les *techniques* de dosage employées sont différentes et nous poursuivons actuellement une étude comparative de ces deux méthodes. Les premiers résultats obtenus nous conduisent à penser que la séparation chromatographique dans un seul système de solvants est peut-être insuffisante pour éliminer toutes les substances qui interfèrent avec l'hydrocortisone dans la réaction finale. Enfin, la *composition des sécrétions interrénales* semble différente dans les deux séries expérimentales. Alors que Bondy, Upton et Pickford ([3]) ne trouvent pas de corticostérone chez *Cyprinus carpio* de la rivière Connecticut, nous en trouvons des quantités appréciables chez des Poissons soumis à une nage d'une demi-heure.

2. Comme chez les Mammifères, l'activité motrice augmente nettement l'intensité du fonctionnement de l'interrénal antérieur des Téléostéens si nous en jugeons par les variations de la 17-hydroxycorticostéroïdémie que nous rapportons; de plus, ces variations sont d'autant plus nettes que le choc subi par l'animal est plus intense. La manipulation des Carpes réalisée à la main et suivie d'un transfert dans un bac situé à quelques mètres (Groupe II) détermine une demi-heure plus tard une augmentation de la 17-hydroxycorticostéroïdémie, mais celle-ci n'est pas significative. Par contre, la manipulation des Poissons à l'épuisette suivie d'un transfert d'une cinquantaine de mètres (Groupe III) détermine, après le même temps, un accroissement significatif du taux plasmatique des 17-hydroxycorticostéroïdes. Enfin, une nage continue d'une demi-heure (Groupe IV), d'une heure (Groupe V) ou de deux heures (Groupe VI) provoque, dans les trois cas, une augmentation très significative du taux hormonal du sang. La réaction de la 17-hydroxycorticostéroïdémie de la Carpe à l'effort musculaire est comparable à celle trouvée chez l'Homme, mais, chez les Poissons, son intensité est beaucoup plus grande. Ainsi chez l'Homme ([6]), le taux des 17-hydroxycorticostéroïdes du plasma passe de 6 à 15 μg pour 100 ml après une course d'aviron de 45 mn. Cette différence peut s'expliquer, soit par l'*entraînement* des champions examinés qui diminue vraisemblablement l'amplitude de la réponse glandulaire, soit par des *processus de régulation* plus efficaces dans l'organisme le plus évolué. Cependant d'autres facteurs peuvent intervenir, en particulier les *phénomènes émotifs* ([7]) : leur influence est éliminée dans les études précitées faites sur l'Homme ([6]), mais elles ne sont pas négligeables dans nos expériences sur la Carpe.

Quels sont les facteurs responsables de cette hypercorticostéroïdémie observée après l'agitation motrice ? Décharge glandulaire accrue ou blocage

du métabolisme ? Après 2 h de nage, les Carpes sont fatiguées, mais elles ne sont jamais agonisantes; de telle sorte que nous ne pensons pas pouvoir expliquer cette hypercorticostéroïdémie par des processus comparables à ceux mis en évidence par Sandberg et collaborateurs (8) chez les sujets humains agonisants, c'est-à-dire par un blocage de la dégradation hépatique des corticoïdes. Comme Ulrich et Long (9) ont remarqué que, chez le Rat, l'exercice musculaire intense ne modifie pas la vitesse d'utilisation des corticostéroïdes, nous sommes conduite à conclure que, même si les vitesses d'utilisation, de dégradation et d'excrétion sont modifiées par l'exercice musculaire chez la Carpe, l'augmentation considérable que nous signalons doit être interprétée comme étant essentiellement la conséquence d'un accroissement de la quantité d'hormones sécrétées par l'interrénal antérieur de ce Poisson sous l'influence de la nage forcée.

(1) M. Fontaine et J. Hatey, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 319.

(2) J. Hatey, *Arch. Internat. Physiol.*, 62, 1954, p. 313.

(3) P. K. Bondy, G. V. Upton et G. E. Pickford, *Nature*, 179, 1957, p. 1354.

(4) La répartition morphologique des îlots glandulaires dans le rein céphalique volumineux (E. Giacomini, *Rend. R. Accad. Bologna*, 15, 1910-1911, p. 109) ne permet pas d'utiliser les critères biochimiques d'activité applicables à la glande elle-même.

(5) D. H. Nelson et L. T. Samuels, *J. Clin. Endocrinol. Metab.*, 12, 1952, p. 519.

(6) J. Crabbe, A. Riondel et E. Mach, *Acta Endocrinol.*, 22, 1956, p. 119.

(7) J. W. Mason, *J. Clin. Endocrinol. Metab.*, 16, 1956, p. 914 (Abstract).

(8) A. A. Sandberg, K. Eik-Nes, C. J. Migeon et L. T. Samuels, *J. Clin. Endocrinol. Metab.*, 16, 1956, p. 1001.

(9) F. Ulrich et C. H. N. Long, *Endocrinology*, 59, 1956, p. 170.

(*Laboratoire de Physiologie du Muséum, Paris.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Action* in vitro *de la graisse brune interscapulaire de Rat sur la* 4^{14}C *progestérone*. Note de M. **Louis Zizine**, présentée par M. Robert Courrier.

L'incubation de 4^{14}C progestérone et de tranches de graisse brune interscapulaire de Rat aboutit à la formation d'un stéroïde radioactif qui se montre nettement plus polaire que la progestérone. Le chauffage préalable de ce même tissu s'oppose à cette transformation.

Dans une Note antérieure (1), nous avons rapporté qu'un extrait de graisse brune interscapulaire de Rat était capable d'augmenter de façon significative le glycogène hépatique de la Souris surrénalectomisée. De plus, des recherches biochimiques pratiquées à partir de ces mêmes extraits ont mis en évidence la présence de substances dont les caractères réactionnels et le comportement chromatographique étaient comparables à

ceux des stéroïdes isolés de la corticosurrénale. Ce double faisceau d'arguments permet d'envisager l'existence de corticostéroïdes au sein de la graisse brune interscapulaire du Rat. Par ailleurs, Ratsimamanga et ses collaborateurs [2] ont mis en évidence des corticostéroïdes au niveau de la graisse périrénale dont la structure est semblable à celle de la graisse brune interscapulaire. L'origine exacte de ces stéroïdes retrouvés en quantité non négligeable au sein de tissus extrasurrénaliens, demeure cependant obscure. S'agit-il d'une accumulation de corticostéroïdes préformés, ou bien ces substances peuvent-elles prendre naissance au niveau même de la graisse brune ? La solution de ce problème peut se trouver facilitée par le recours à des techniques d'incubation semblables à celles qu'on utilise pour l'étude de la stéroïdogénèse de diverses glandes endocrines. On sait que la progestérone, mise en présence de tranches d'organes tels que le testicule, la corticosurrénale, le placenta, peut être transformée, *in vitro*, en stéroïdes plus polaires comme la testostérone et les corticostéroïdes. Aussi, avons-nous entrepris l'expérimentation suivante pour étudier la biosynthèse des stéroïdes retrouvés au niveau de la graisse brune.

Sur de jeunes rats mâles impubères, de souche Wistar, des fragments de graisse brune interscapulaire ont été prélevés sous anesthésie à l'éther, coupés en tranches minces, et mis en présence de progestérone radioactive — 4 C^{14} progestérone — dans des fioles de Warburg contenant du liquide de Krebs-Ringer et différents coenzymes (Adénosine triphosphate, Diphosphopyridine nucléotide, Nicotinamide). Sur un autre groupe de rats mâles, de même souche et d'âge identique, des fragments de graisse brune furent prélevés et coupés en tranches minces. Ces tranches, plongées dans du liquide de Krebs-Ringer, furent portées à l'ébullition pendant 1 mn, puis mises en présence de progestérone radioactive dans des fioles de Warburg contenant du liquide de Krebs-Ringer et les mêmes coenzymes que ceux antérieurement cités. Les deux séries de fioles furent soumises à une agitation continue pendant 2 h, à une température de 37°, sous une atmosphère gazeuse de 95 % de O_2 et 5 % de CO_2.

A la fin de l'incubation le contenu de chacune des fioles fut traité de la manière suivante : extraction par du chlorure de méthylène, partition entre hexane et alcool éthylique, extraction chloroformique, évaporation dans le vide sous un courant d'azote. L'extrait final fut ensuite soumis à une chromatographie sur papier dans le système hexane-benzène/propylène-glycol, et comparé à des étalons de préférence — corticostérone, désoxycorticostérone, progestérone —. A la fin de l'analyse chromatographique, la radioactivité de chacun des chromatogrammes correspondant aux différents extraits fut déterminée à l'aide d'un compteur sans fenêtre. Par ailleurs, les étalons de référence soumis à la chromatographie, en même temps que l'extrait final de chacune des fioles furent aisément localisés

par l'absorption en lumière ultraviolette (ultraviolet Scanner) ou par la coloration au bleu de tétrazolium. Sur les figures suivantes, nous avons représenté schématiquement la distribution de la radioactivité le long du chromatogramme ainsi que la position respective des différents étalons de référence.

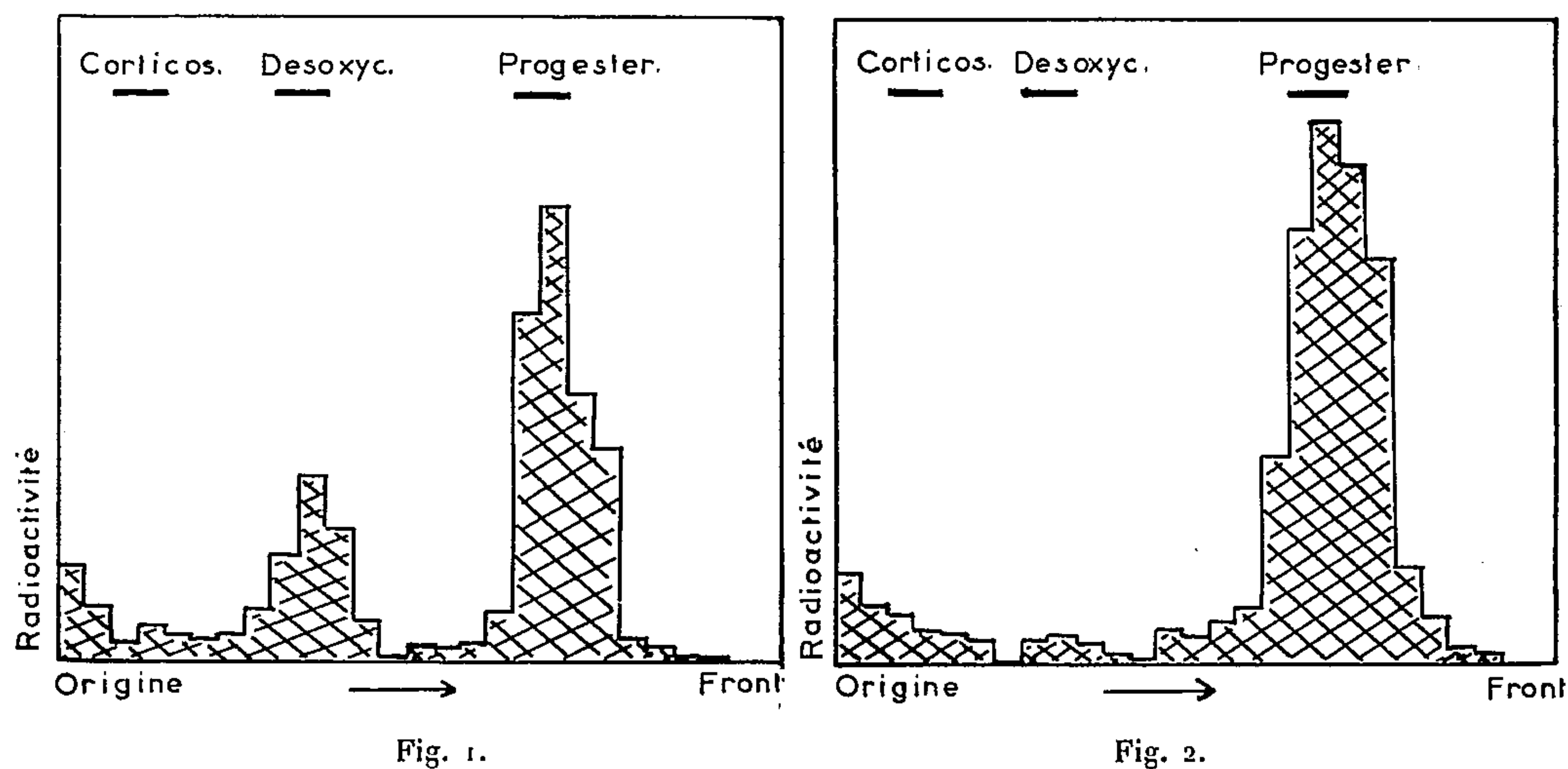


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Incubation de $4C^{14}$ progestérone et de tranches, *non chauffées*, de graisse brune interscapulaire de Rat. Distribution de la radioactivité le long du chromatogramme.

Fig. 2. — Incubation de $4C^{14}$ progestérone et de tranches, *chauffées*, de graisse brune interscapulaire de Rat. Distribution de la radioactivité le long du chromatogramme.

Il est aisé de constater que la distribution chromatographique de la radioactivité est différente selon la nature de l'extrait. L'extrait obtenu à partir du liquide d'incubation de $4\ ^{14}C$ progestérone et de tranches non chauffées de graisse brune est le seul à comporter trois pics de radioactivité : l'un à l'origine [3], l'autre dans le voisinage du R_f [4] de la désoxycorticostérone, le troisième dans le voisinage du R_f de la progestérone. Dans l'autre extrait, par contre, on n'observe que deux pics de radioactivité, l'un à l'origine, l'autre dans le voisinage du R_f de la progestérone. La portion du chromatogramme dont le pic de radioactivité correspondait au R_f de la désoxycorticostérone fut ensuite éluée et soumise à une nouvelle chromatographie dans le même système de solvant. Le pic de radioactivité fut retrouvé dans la même région que précédemment. Afin d'identifier plus avant la nature de ce composé radioactif, nous avons procédé à sa transformation en ester acétique. On sait, en effet, que l'acétylation des stéroïdes permet d'obtenir une différenciation chromatographique beaucoup plus accentuée que celle qui est obtenue avec les stéroïdes non estérifiés. Après avoir élué le pic de radioactivité dont le R_f est voisin de celui de la désoxycorticostérone nous avons effectué son acétylation selon une

technique classique (anhydride acétique et pyridine). Cet ester acétique fut ensuite soumis à une chromatographie sur papier dans le système hexane-benzène/propylène-glycol en même temps qu'un acétate de désoxycorticostérone et qu'un acétate de corticostérone. Nous avons pu constater ainsi l'existence d'un pic de radioactivité dont le R_f se distinguait de celui de la désoxycorticostérone et était situé près du front du chromatogramme. Ce résultat semble donc montrer que le stéroïde radioactif obtenu à partir de la $4\,^{14}C$ progestérone différait de la désoxycorticostérone.

Bien que nous ne puissions préciser encore la nature exacte de ce composé marqué au ^{14}C, nous voudrions, en terminant, mettre en relief la possibilité pour la graisse brune interscapulaire du Rat de convertir, en partie, la progestérone — précurseur commun à tous les corticostéroïdes — en un stéroïde nettement plus polaire. La nature enzymatique de cette transformation paraît probable, car le chauffage préalable de la graisse brune empêche la réaction de se développer. Il pourrait s'agir d'une oxydation ou d'une hydroxylation au niveau du noyau ou de la chaîne latérale de la progestérone. Aussi est-il légitime de concevoir que les corticostéroïdes sont capables, dans certaines conditions, de prendre naissance au sein d'un tissu extrasurrénalien.

(1) L. Zizine, *Comptes rendus*, 247, 1956, p. 681.

(2) M. Nigeon-Dureuil, M. Rabinowicz et R. Ratsimamanga, *C. R. Soc. Biol.*, 149, 1955, p. 1203.

(3) La radioactivité qui se trouve à l'origine du chromotogramme ne présente aucun caractère de spécifité et s'observe avec les stéroïdes marqués au C^{14}.

(4) *Rf* : Rapport du déplacement de la substance étudiée au déplacement de la phase mobile.

(*Laboratoire d'Endocrinologie, Collège de France.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Action féminisante de la gonade droite de l'embryon de Poulet femelle en culture* in vitro. Note de M. **Jean-Pierre Weniger**, présentée par M. Robert Courrier.

La gonade droite femelle de l'embryon de Poulet, malgré la structure testiculaire qu'elle manifeste *in vitro*, sécrète une hormone femelle capable d'induire l'intersexualité des testicules gauches qui lui sont associés immédiatement ou après une période de culture prolongée jusqu'à 17 jours.

De nombreuses expériences effectuées *in vivo* et *in vitro* ont démontré l'action féminisante du composant médullaire des gonades femelles de l'embryon d'Oiseau.

Des fragments de gonades droites femelles (1), de même que des fragments de médullaire ovarienne (2), greffés dans la cavité coelomique d'embryons

de Poulet, provoquent l'intersexualité de la gonade gauche mâle de l'hôte.

Le rudiment droit femelle qui subsiste à la suite d'une castration unilatérale provoque la régression céphalo-caudale du canal de Müller droit de la femelle chez le Poulet ([3]), et détermine la différenciation femelle de la syrinx et du tubercule génital chez le Canard ([4]).

La gonade droite femelle de l'embryon de Canard, explantée *in vitro* en association avec un testicule gauche du même âge, est capable d'inverser sa différenciation sexuelle ([5]).

La gonade droite femelle de l'embryon de Poulet exerce-t-elle son action féminisante *in vitro* comme elle la manifeste dans l'embryon entier ? On sait que le composant médullaire des gonades femelles de l'embryon de Poulet acquiert *in vitro* une structure aberrante; les ovaires évoluent en ovotestis, les gonades droites femelles ne subissent pas l'atrophie, mais se différencient en organes du type testiculaire. Sous un épithélium aplati, les cordons médullaires présentent les structures caractéristiques de cordons testiculaires, à l'intérieur desquels on trouve des cellules germinales en grand nombre ([6]).

Une gonade d'origine femelle, ayant acquis une structure mâle caractéristique, continue-t-elle à sécréter une hormone féminisante ? Pour répondre à cette question, les expériences suivantes de parabioses *in vitro* ont été instituées : 7 gonades droites d'embryons de Poulet femelles, âgés de 7 à 10 jours d'incubation, ont été associées à des fragments de testicules gauches de 9 à 10 jours d'incubation. Après 5 jours de culture, les gonades droites femelles induisent chez le partenaire mâle les mêmes phénomènes d'intersexualité que les ovaires gauches ([7]). L'épithélium germinatif se maintient ou s'épaissit. Dans trois cas sur sept, il atteint une épaisseur nettement supérieure à celle qu'il avait au moment du prélèvement. Il prend l'allure d'un véritable cortex fertile. Ce résultat démontre nettement que la gonade droite femelle de Poulet, malgré sa structure testiculaire, sécrète une hormone femelle capable d'influencer la différenciation sexuelle de la gonade mâle associée.

Afin de parer à l'objection que la gonade droite ait pu agir avant d'avoir acquis sa structure testiculaire, c'est-à-dire au cours des premières heures d'explantation, nous avons cultivé, pendant 5 à 17 jours, 10 gonades droites femelles isolées, âgées de 9 à 16 jours d'incubation, avant de les associer à des gonades mâles. Dans ce cas, les testicules subissent une féminisation tout aussi intense que dans le cas précédent.

([1]) Ét. Wolff, *Arch. d'Anat. micr. et de Morph. exp.*, 36, 1947, p. 69-90.

([2]) B. Mintz et Ét. Wolff, *C. R. Soc. Biol.*, 146, 1952, p. 494.

([3]) Ét. Wolff et Ém. Wolff, *C. R. Soc. Biol.*, 143, 1949, p. 529, et *J. exp. Zool.*, 116, 1951, p. 59-97.

(4) ÉT. WOLFF et ÉM. WOLFF, *C. R. Soc. Biol.*, 145, 1951, p. 1218.
(5) ÉT. WOLFF et K. HAFFEN, *C. R. Soc. Biol.*, 146, 1952, p. 1772.
(6) ÉT. WOLFF et K. HAFFEN, *Ann. d'Endocr.*, 13, 1952, p. 724-731.
(7) J. P. WENIGER, *C. R. Soc. Biol.*, séance du 15 février 1958 (sous presse).

(Laboratoire d'Embryologie expérimentale du Centre National de la Recherche Scientifique.)

HÉMATOLOGIE. — *Utilisation des hématies marquées par le chrome radioactif pour l'étude de l'érythropoïèse et de la granulopoïèse.* Note de Mme **ANNE COMBRISSON-LE BOLLOC'H**, transmise par M. Frédéric Joliot.

La mesure de la durée de vie des hématies autotransfusées après marquage par le ^{51}Cr, associée à la mesure du volume globulaire total, permet le calcul de la libération érythrocytaire. Connaissant l'indice de libération érythrocytaire et le rapport myélo-érythroblastique de la moelle, on peut calculer la variation de la population granuloformatrice par rapport à la normale.

1. MESURE DE LA DURÉE DE VIE DES HÉMATIES. — Selon une méthode décrite par Gray et Sterling (1) nous avons marqué *in vitro* par le chrome radioactif ($^{51}CrO_4Na_2$) la population d'hématies d'un échantillon de sang. Les hématies marquées sont remises en circulation chez le donneur. Si l'on tient compte de la décroissance radioactive du ^{51}Cr et du taux d'élution *in vivo* du chrome fixé sur les hématies, la vitesse de disparition de la radioactivité circulante correspond à la disparition des hématies marquées. On établit la courbe de durée de vie des hématies en portant la radioactivité du sang (exprimée en pour-cent de la radioactivité totale injectée) en fonction du temps en jours. Après plus de 250 mesures chez des témoins ou des malades, nous considérons comme normale une vie moyenne comprise entre 100 et 140 jours.

2. MESURE DE LA LIBÉRATION ÉRYTHROCYTAIRE (2). — Soit $V(t)$, le volume total des hématies circulantes, $l(t)$, la libération érythrocytaire et $p(t)$, la perte érythrocytaire au temps t. Pendant le temps dt, on a

$$l(t)=\frac{d\,V(t)}{dt}+p(t). \qquad (1)$$

On mesure $V(t)$ par deux méthodes : soit par le bleu Evans, soit par les hématies marquées; on peut aussi calculer $V(t)$ en fonction des variations de l'hématocrite veineux.

On mesure $p(t)$ à partir de la durée de vie des hématies autotransfusées. Nous pouvons donc déterminer la libération érythrocytaire $l(t)$. Un tracé graphique permet d'obtenir toutes les valeurs de $l(t)$ à partir de l'équation (1).

L'étude pratiquée chez 250 sujets nous a montré que dans la plupart des cas, $p(t)$ et $l(t)$ varient selon des lois mathématiques simples pendant la durée de l'examen et qu'on peut calculer facilement $l(t)$ à partir de solutions

particulières de l'équation (1). D'une façon générale, on peut observer pour $p(t)$ une loi de variation de la forme αV_0 (perte constante, la courbe de durée de vie des hématies est une droite, les hématies sont détruites par vieillissement) $+ \beta V(t)$ (perte proportionnelle au volume V, la durée de vie des hématies s'exprime par une exponentielle, les hématies sont détruites au hasard) $+\gamma V_0 t$ (perte linéaire). On peut rechercher pour l'inconnu $l(t)$ une loi de variation de la forme λV_0 (libération constante) $+ \mu[V_0 - V(t)]$ (libération qui compense une perte ou un accroissement de volume) $+ \nu V_0 t$ (libération linéaire).

Nous posons $\lambda + \mu - \alpha = a$, $\mu + \beta = b$, $\nu - \gamma = c$. L'équation (1) devient

$$\frac{dV}{dt} + bV - cV_0 t = aV_0 \tag{2}$$

dont la solution est

$$\frac{V}{V_0} = \left(\frac{a}{b} - \frac{c}{b_2}\right) + \frac{c}{b}t + \left(\frac{c}{b_2} + 1 - \frac{a}{b}\right)e^{-bt}. \tag{3}$$

Le tracé expérimental de V/V_0 permet de calculer a, b, c, donc λ, μ, ν qui définissent la loi de variation de $l(t)$.

Cas particuliers : Si $b = c = 0$,

$$\frac{V}{V_0} = 1 + at;$$

C'est le cas d'un certain nombre d'anémies. Et si $a = 0$, $V/V_0 = 1$, c'est le cas du sujet normal.

Si $c = 0$, $b \neq 0$,

$$\frac{V}{V_0} = \frac{a}{b} + \left(1 - \frac{a}{b}\right)e^{-bt}.$$

Ce cas est celui de beaucoup d'anémies hémolytiques.

Si $b = 0$, $c \neq 0$,

$$\frac{V}{V_0} = 1 + at + \frac{ct^2}{2}.$$

Ce cas se rencontre au cours de l'évolution spontanée d'une anémie, ou à la suite de certains traitements.

Expression pratique des résultats. — La libération érythrocytaire $l(t)$ est exprimée en centimètres cubes d'hématies par jour. Chez le sujet normal, elle est $l_n = V_n/100$, où V_n est le volume total normal des hématies circulantes, et 100 la durée de vie des hématies normales. Comme le volume globulaire total normal varie en fonction de l'âge, du sexe, du poids, de la taille et de la surface cutanée, $l(t)$ est exprimé sous forme de l'indice de libération érythrocytaire ILE $= l(t)/l_n$.

ILE est donc le rapport entre la libération érythrocytaire calculée par jour et la libération érythrocytaire théorique normale par jour. ILE normal est

égal à 1 ; mais ILE peut être inférieur à 1 ou atteindre la valeur limite de 8 dans les cas anormaux.

3. Calcul de l'indice de granulopoïèse médullaire. — Nous admettons qu'à toute variation de la libération érythrocytaire correspond une variation proportionnelle de la richesse en érythroblastes médullaires : l'indice de libération est égal à l'indice d'érythropoïèse, $ILE = e$. Nous connaissons dans la moelle normale le rapport myélo-érythrocytaire normal R entre les cellules granuloformatrices G (myélocytes et granulocytes) et les érythroblastes E : $R = G/E \simeq 3$.

Nous mesurons chez un sujet donné : $ILE = e$ et le rapport myélo-érythrocytaire $R' = G'/E'$. Nous posons $E' = eE$, d'où

$$\frac{G'}{G} = e\frac{R'}{3} = g = \text{indice de granulopoïèse.} \tag{4}$$

Comme on ne sait pas encore mesurer la durée de vie des granulocytes ni le volume granulocytaire total extramédullaire, on ne peut pas actuellement calculer un indice de libération granulocytaire comme nous calculons l'indice de libération érythrocytaire.

Nous proposons le calcul de l'indice g, comme un moyen indirect d'apprécier la variation par rapport à la normale de la population granuloformatrice de la moelle. Nous exposons ailleurs ([3]) nos premières constatations dans certaines maladies affectant les granulocytes.

([1]) S. J. Gray et K. Sterling, *J. Clin. Invest.*, 29, 1950, p. 1604.

([2]) A. Combrisson-Le Bolloc'h, E. Cadet et R. André, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2663.

([3]) A. Combrisson-Le Bolloc'h, *Le sang* (sous presse).

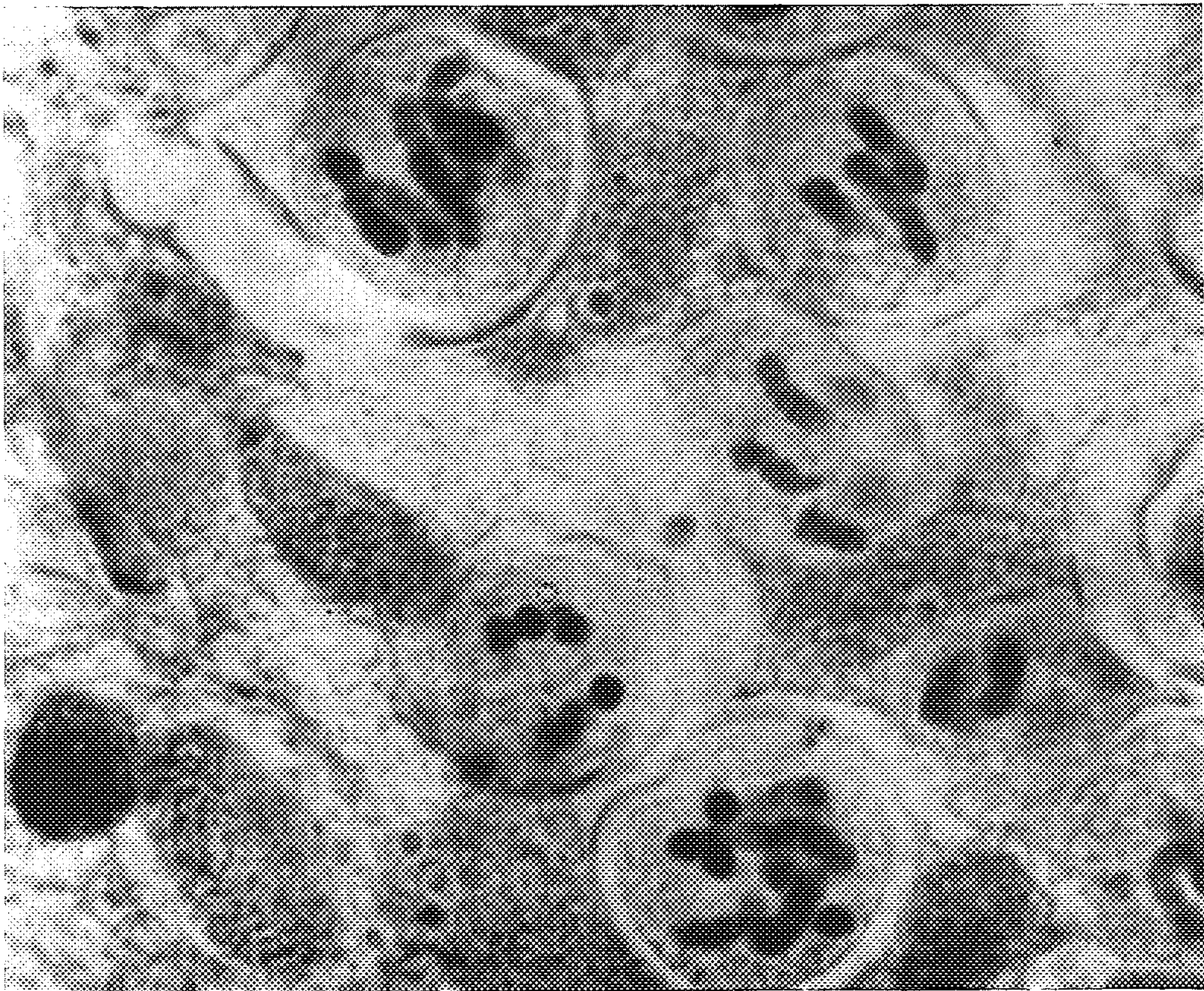
(*Centre Départemental de Transfusion, 53, boul. Diderot, Paris, 12e.*)

CYTOLOGIE. — *Localisation du complexe lipides-protéines à groupements sulfhydrilés au sein du chromosome.* Note de M. **Simon Idelman**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

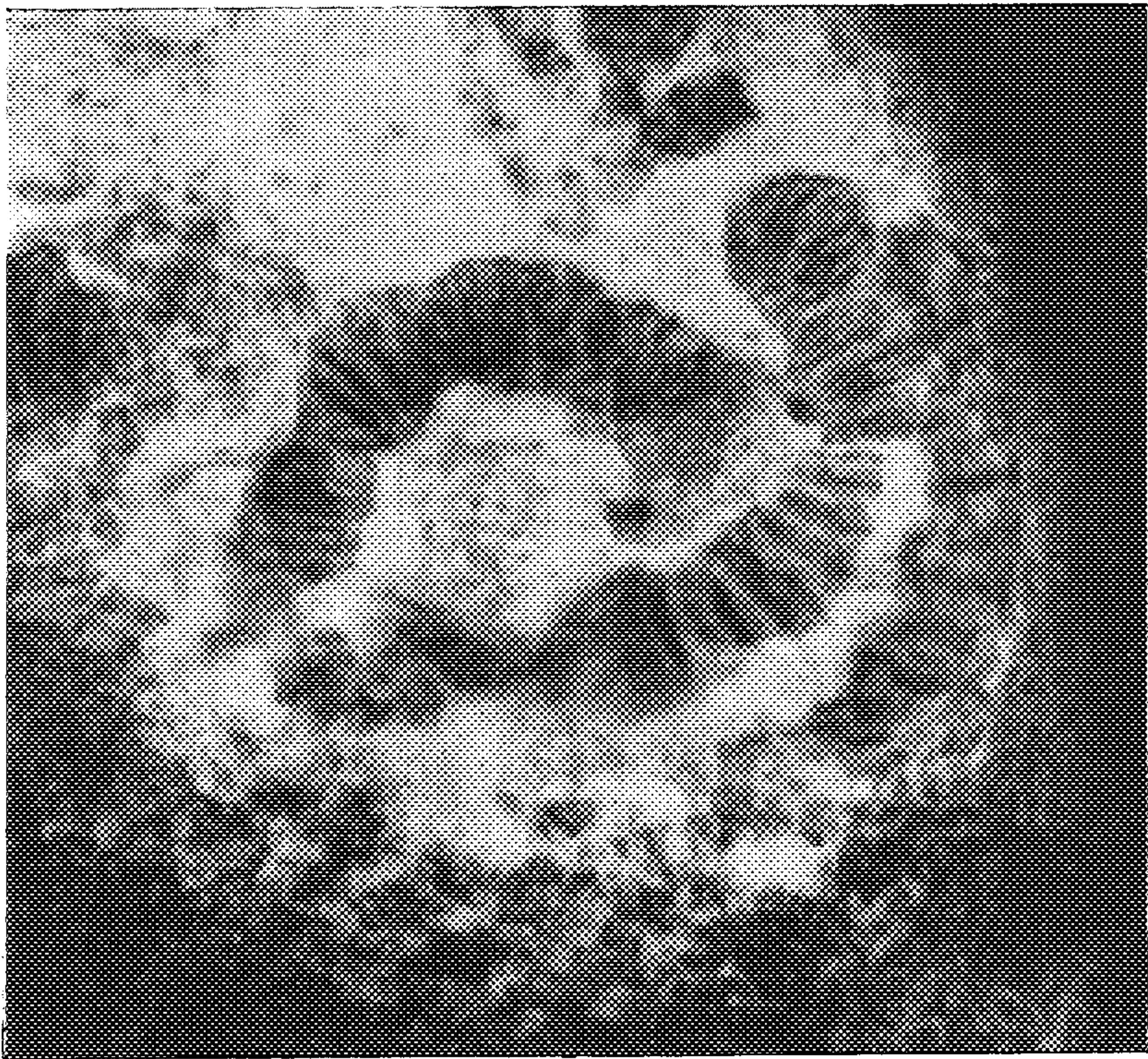
Dans une publication récente ([1]), nous avons mis en évidence au niveau du chromosome en division la présence de *lipides* et de protéines sulfhydrilées engagés dans un complexe lipoprotéique. Qu'il s'agisse des divisions méiotiques chez le Triton ou le Criquet, ou de la division mitotique de la Jacinthe, les colorations histochimiques utilisées teintaient le chromosome d'une manière homogène.

Pour préciser la localisation de ce complexe au sein du chromosome, nous avons repris cette étude sur deux matériaux dont la taille et les particularités se prêtaient particulièrement bien à cette recherche :

1



2



Les « chromosomes géants » de la glande salivaire du Chironome et les chromosomes méiotiques des microspores de *Tradescantia* (*Tradescantia réflexa*).

Nous rappelons brièvement les réactions histochimiques utilisées :

— pour la mise en évidence des lipides, le noir Soudan, sur coupes à la paraffine, après oxydation préalable au mélange oxydant de Gomori; les pièces sont fixées au Helly;

— pour la mise en évidence des protéines sulfhydrilées :

a. en premier lieu, la réaction de Chèvremont et Frédéric [2] précédée d'un passage des coupes à la pyridine et contrôlée par un témoin (les lames sont plongées dans le sublimé à saturation);

b. ensuite la réaction au néotétrazolium, variante de Gomori [3] également contrôlée par un témoin (acide monoiodacétique à 4 % pendant 2 à 3 h; le sublimé est insuffisant car il est réduit par le cyanure contenu dans la solution de néotétrazolium).

Dans ces conditions, nous avons pu dans tous les cas retrouver un parallélisme frappant entre la réaction des lipides et celle des groupements sulfhydrilés.

— Au niveau du chromosome métaphasique de la première division méiotique de *Tradescantia*, le chromonema dont on peut voir la spiralisation (spirale majeure) est fortement positif. La substance matricielle semble également positive, mais moins intensément. Nous n'avons jamais vu de structure identifiable à une gaine.

— Au niveau des chromosomes géants des glandes salivaires de Chironome :

les réactions sont positives au niveau des « bandes »; par contre, les espaces entre les bandes restent incolores. La réaction des lipides est plus nette après une post-oxydation au bichromate de potassium à 3 % pendant environ 2 h.

En conclusion, nous pouvons affirmer l'existence de lipoprotéines sulfhydrilées dans le chromonema. On les retrouverait également dans la matrice, ce qui confirmerait les résultats expérimentaux de Shigenaga [4], mais nous ne pouvons rejeter l'hypothèse d'une diffusion des colorants utilisés. Il ne semble pas exister de gaine lipoprotéique autour du chromosome en division. Enfin, la localisation des lipoprotéines au niveau des bandes des chromosomes géants et leur absence dans les zones achromatiques permet de supposer que ce complexe lipoprotéique est intimement lié à la présence d'acides nucléiques.

Ces résultats soulèvent de nombreux problèmes. Il reste à préciser :

1° La nature chimique exacte de ce lipide (phosphatide à liaisons non saturées?).

2° La nucléoprotéine à laquelle est lié ce lipide. Pour Ackerman [5],

les lipides du noyau seraient liés à une DNA-protéine. Dans le nucléole en fait, il s'agit d'une ribonucléoprotéine [Zagury ([6])], sans doute une ribonucléohistone. Il est certain qu'un complexe lipide-ARN-histone constituerait un excellent « véhicule » pour la synthèse des protéines cellulaires. Mais cela s'accorde mal avec la richesse en groupements-SH de cette protéine, ainsi qu'avec la localisation de cette nucléoprotéine sur les bandes euchromatiques (dépourvues d'ARN ?) des chromosomes géants.

L'association de lipides au matériel génique du noyau n'est certainement pas sans intérêt. Elle doit permettre d'éclairer certains problèmes de physiologie (synthèse protéique, division cellulaire) et même de pathologie cellulaires : c'est ainsi qu'un agent cancérigène liposoluble pourra être amené *au contact* même des nucléoprotéines du chromosome; on peut aussi comprendre, à *l'échelle intra-cellulaire*, le rôle attribué, par certains auteurs, à un trouble de la synthèse des phosphatides dans la genèse du cancer.

EXPLICATION DES FIGURES.

Fig. 1. — Fixation au liquide de Helly. Chromosomes de *Tradescantia reflexa* colorés par la réaction au néotétrazolium. On distingue dans la cellule du centre la spirale majeure du filament chromatique. Grandissement final : × 1620.

Fig. 2. — Fixation au liquide de Bouin. Les bandes des chromosomes géants de Chironome sont nettement visibles (réaction au néotétrazolium). Grandissement final : × 1950.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1827

(2) M. CHEVREMONT et J. FRÉDÉRIC, *Arch. Biol.*, 54, 1943, p. 589-605.

(3) G. GOMORI, *Quart. J. micr. Sc.*, 97, 1956, p. 1-9.

(4) M. SHIGENAGA, *Mem. Coll. of Sc.*, *Kyoto Imp. Univ.*, S. B., 8, 1933, p. 217-231.

(5) G. A. ACKERMAN, *Science*, 115, 1952, p. 629.

(6) D. ZAGURY, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1825.

(*Laboratoire d'Évolution des Êtres Organisés, 105, boulevard Raspail, Paris.*)

ZOOLOGIE. — *Premiers cas de parthénogenèse chez les Plécoptères.*

Note (*) de M. CHARLES DEGRANGE, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Mise en évidence de deux cas de parthénogenèse chez les Perlidæ *Dinocras cephalotes* (Curtis) et *Perla marginata* (Panzer). Les œufs prélevés dans des femelles vierges ont présenté des pourcentages d'éclosions variables suivant les individus et la date d'extraction.

A notre connaissance aucun cas de parthénogenèse n'a été signalé chez les Plécoptères.

En juin 1956 dans l'impossibilité d'obtenir la ponte d'une femelle vierge de *Perla* (*Dinocras*) *cephalotes* Curtis, nous avons extrait les œufs de ce sujet qui ont été placés en observation en eau stagnante. Un certain nombre d'éclosions (7 %) furent observées à la suite d'un développement embryonnaire de durée extrêmement variable (2 à 6 mois).

Au cours du printemps 1957, des essais semblables ont été entrepris avec des représentants du sous-ordre des Filipalpia : *Brachyptera trifasciata* (Pictet), *Protonemura præcox* (Morton) et du sous-ordre des Setipalpia : *Dinocras cephalotes* (Curtis) et *Perla marginata* (Panzer).

Tous les sujets utilisés provenaient de l'élevage de nymphes strictement isolées. Deux lots furent constitués pour chaque espèce : l'un de femelles vierges, l'autre de femelles fécondées après accouplement.

Alors que les femelles fécondées déposent leurs œufs très facilement en captivité, il nous fut impossible d'obtenir la ponte des femelles vierges bien que celles-ci fussent conservées en vie plus d'un mois pour les Filipalpia (*Protonemura præcox*) et jusqu'à 17 jours pour les Setipalpia (*Perla marginata*). Comme pour nos premiers essais, nous avons eu recours à l'extraction des œufs.

Toutes les pontes, fécondées ou non, furent élevées dans les mêmes conditions, en eau stagnante renouvelée à intervalles réguliers, à une température moyenne de 15°.

Ces essais donnèrent les résultats suivants :

FILIPALPIA : *Brachyptera trifasciata* et *Protonemura præcox*. — La durée de l'incubation des pontes fécondées fut de 17 à 24 jours et les pourcentages d'éclosions s'élevèrent à 99 %.

Les œufs des femelles vierges ne donnèrent lieu à aucun développement.

SETIPALPIA : *Dinocras cephalotes*. — Six pontes fécondées dont la durée du développement embryonnaire s'est étalée entre 42 et 148 jours ont donné des pourcentages d'éclosions compris entre 74 et 96 %.

Les œufs de cinq femelles vierges ont été mis en élevage, nous avons eu un résultat négatif et quatre résultats positifs où les œufs se développèrent dans une proportion de 1 à 16 % pour une durée d'incubation de 61 à 158 jours.

Perla marginata. — Une ponte fécondée et les œufs de deux femelles vierges furent élevés. La durée du développement embryonnaire fut la même dans les deux cas : 51 à 140 jours. Mais le pourcentage d'éclosions atteignait 94 % pour la ponte fécondée et n'était plus respectivement que de 0,25 à 1,95 % pour les œufs vierges.

Les remarques suivantes peuvent être faites sur le protocole des expériences et sur les résultats obtenus :

Les espèces utilisées vivent en eau courante où leurs œufs sont normalement déposés. Comme l'a montré A. Miller (1) pour *Pteronarcys proteus*

Newman, le fait de conserver les œufs en eau stagnante peut retentir sur la durée du développement embryonnaire en provoquant un début d'asphyxie de l'embryon.

Les œufs non fécondés, extraits du corps de la femelle, sont moins résistants à l'attaque des Saprolégniées particulièrement en milieu confiné et ce fait a certainement une répercussion sur les pourcentages obtenus.

L'extraction trop tardive des œufs peut aussi jouer un rôle, c'est ainsi que chez les Perlidæ tous les résultats négatifs ou très faibles (inférieurs à 2 %) proviennent d'œufs prélevés sur des femelles mortes.

Par contre, si l'on parvenait à obtenir la ponte de femelles vierges jusqu'ici réfractaires il ne serait pas impossible que les pourcentages d'éclosions soient considérablement augmentés comme le montre l'étude de faits semblables chez les Éphéméroptères.

Enfin nous avons noté au cours du développement parthénogénétique un certain nombre d'anomalies : inversion de l'embryon à l'intérieur de l'œuf, gémellité, atrophie de l'abdomen; mais la plupart des larves sont nées viables et l'élevage en a été entrepris.

(*) Séance du 10 février 1958.

(1) *J. Morph. Philadelphia*, 64, 1939, p. 555-609.

(*Laboratoire de Zoologie,*
Faculté des Sciences de Grenoble.)

ENTOMOLOGIE. — *Sur la possibilité d'une inhibition des ouvrières par la reine chez* Halictus marginatus (*Brullé*) (*Insecte Hyménoptère*). Note (*) de Mlle **Cécile Quénu**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dans un nid de *Halictus marginatus*, la femelle fécondée ou reine est seule pondeuse (1). Il arrive toutefois que, dans les nids de dernière année, un petit nombre d'ouvrières subissent un certain développement de leurs ovaires, qui restent cependant beaucoup plus courts que ceux de leur mère, et soient capables de pondre des œufs mâles. Tous les œufs femelles, et vraisemblablement une partie des œufs mâles, sont pondus par la reine. Les autres œufs mâles proviennent de ces ouvrières. La production de mâles à la fois par la reine et par certaines ouvrières pourrait être la cause de la prédominance des mâles sur les femelles dans les nids de dernière année (2). Dans les sociétés à forte population qui ne produisent, à l'automne, que des femelles, c'est-à-dire dans les nids d'avant-dernière année, nous n'avons jamais observé, chez les ouvrières, le moindre développement des ovaires. Dans les sociétés de dernière année, ce développement est fréquent. On peut se demander alors si la reine n'empêche pas le développement des ovaires chez les ouvrières. Dans le cas d'un nid âgé, la reine,

pour une raison que nous ignorons, n'inhiberait plus également toutes les ouvrières. Quelques-unes d'entre elles deviendraient alors capables de pondre.

Il serait intéressant de savoir comment se comportent les ouvrières d'une société privée de reine. Nous avons déterré, le 13 juillet 1956, un nid âgé, fréquenté au printemps par de nombreuses femelles pourvoyeuses. Ce nid s'est trouvé, par hasard, être un nid orphelin. Les 77 femelles qui en composaient la population totale, au moment du déterrage, ont toutes été disséquées et se sont montrées être vierges. Parmi ces ouvrières :

— 12 présentaient un allongement considérable de leurs ovaires qui portaient des œufs mûrs en grande quantité; les ovaires de chacune de ces femelles étaient aussi développés que le sont, au moment de la ponte, ceux de la reine d'un nid âgé;

— 8 autres montraient des ovaires beaucoup moins longs que les précédentes mais contenant, cependant, un ou plusieurs œufs mûrs;

— 17 présentaient un développement ovarien très faible;

— la majorité des ouvrières du nid, soit 40, rentraient dans le cadre des ouvrières normales; leurs ovaires étaient dans un état tout à fait rudimentaire.

Ce nid orphelin était énorme. Il comptait 590 cellules à couvain. Parmi ces cellules :

221 contenaient des « pains d'abeille » [3] n'ayant pas encore reçu l'œuf;

156 des œufs;

40 des toutes petites larves (= œufs juste éclos);

39 des petites larves ayant entamé le pain d'abeille;

76 des larves de toutes tailles en train de dévorer le pain d'abeille;

36 des grosses larves, ayant consommé toute la nourriture mise à leur disposition;

7 des subprénymphes (mâles);

5 des prénymphes (mâles).

Il convient de remarquer tout d'abord l'énorme quantité d'œufs frais qui se trouvaient simultanément dans le nid (156) par rapport à la très faible proportion de toutes petites larves (40); ensuite l'énorme proportion de pains d'abeille n'ayant pas reçu d'œuf (221) à une période de l'année où la ponte devait normalement tirer à sa fin. En outre, la surface de plusieurs des pains d'abeille portait une empreinte punctiforme ou légèrement arquée correspondant à celle laissée par la toute jeune larve qui a entamé sa nourriture. Cette empreinte était visible, non seulement sur certains pains d'abeille n'ayant pas reçu d'œuf, mais aussi sur plusieurs autres pourvus d'un œuf, d'une toute petite ou d'une petite larve. Un même pain d'abeille portait parfois deux ou même trois de ces empreintes.

De plus, alors que l'œuf est pondu normalement sur la face supérieure

du pain d'abeille, légèrement aplatie et concave, il se trouvait que plusieurs pains d'abeille avaient été retournés de 90°, face convexe à la partie supérieure, face concave vers le sol; l'œuf était déposé sur la face convexe tandis que la face concave portait une empreinte.

Que peut-on conclure de tous ces désordres ? Il semble que la multiplicité des pondeuses ait amené une destruction du couvain. Chaque femelle détruit les œufs qu'elle n'a pas pondus elle-même et les remplace par ses propres œufs. Cela expliquerait l'énorme quantité d'œufs pondus et la faible proportion de toutes petites larves et de stades plus avancés qui ont pu échapper à la destruction par les différentes pondeuses. La présence d'empreintes doubles ou mêmes triples sur un même pain d'abeille serait un indice de la destruction successive d'œufs pondus par des femelles différentes. La position aberrante d'un œuf sur la face convexe d'un pain d'abeille portant une empreinte sur la face concave implique une destruction de l'œuf primitif, un retournement du pain d'abeille, une nouvelle ponte.

Les ouvrières sont donc capables, tout comme les reines, de subir un accroissement considérable et rapide de leurs ovaires et de devenir pondeuses. Cela nous donne à penser que les ouvrières seraient normalement inhibées par la reine. Cette inhibition serait totale pendant les premières années d'existence d'un nid; elle s'affaiblirait quand le nid atteint sa dernière année. L'absence de reine permettrait le développement ovarien complet de plusieurs ouvrières. En même temps, la multiplicité des pondeuses entraîne une destruction du couvain et donne à l'ensemble du nid un aspect anarchique.

(*) Séance du 10 février 1958.

(1) C. Quénu, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1512.

(2) C. Quénu, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1548.

(3) Le pain d'abeille est la masse de pollen imprégné de miel que les ouvrières mettent à la disposition des larves.

(Laboratoire d'Évolution des Êtres organisés, Paris et Station biologique des Eyzies, Dordogne.)

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Influence de l'ablation des pédoncules oculaires sur la glande androgène de* Carcinus mænas *L.* Note de Mlle **Noëlle Demeusy** et M. **André Veillet**, présentée par M. Louis Fage.

Les travaux de Mme Charniaux-Cotton sur le déterminisme hormonal des caractères sexuels chez le Crustacé amphipode *Orchestia gammarella* l'ont conduite récemment à la découverte d'une paire d'organes accolés à la partie subterminale des canaux déférents (1). Ces organes sont respon-

sables de la différenciation des caractères sexuels primaires et secondaires chez le mâle et sont appelés « glandes androgènes ». L'auteur a observé la présence de formations analogues chez le Décapode brachyoure *Carcinus mænas* L. (²).

Au cours de nos précédentes recherches, nous nous étions intéressés au rôle joué par les pédoncules oculaires sur la croissance des gonades du Crabe *Carcinus mænas* et sur le développement de ses caractères sexuels externes. Nous avions pu mettre en évidence une action inhibitrice des pédoncules sur le développement des gonades et des tractus génitaux chez le mâle (³).

Les expériences ont été reprises dans le but de rechercher si l'ablation des pédoncules exerce une influence sur le développement de la glande androgène.

Quelques individus sont opérés en mai 1957 et disséqués en juin. Un second lot de 78 animaux est opéré le 24 juillet à Roscoff. Leur longueur est comprise entre 7,5 et 11 mm. La plupart d'entre eux ont subi une mue post-opératoire et atteignent alors 14 mm environ. Des témoins sont élevés dans les mêmes conditions. Les animaux sont sacrifiés progressivement un à deux mois après la mise en élevage. A chaque dissection, un des organes génitaux est coloré au carmin, l'autre est fixé en vue de son étude histologique. Une autre série d'expériences a été réalisée à Sète du 1ᵉʳ août au 31 septembre 1957.

L'examen des témoins dont la longueur céphalothoracique s'échelonne de 5 à 25 mm permet de suivre la réalisation progressive des organes génitaux internes jusqu'à leur forme adulte définitive. D'abord simples tubes rectilignes, ils se différencient peu à peu en quatre régions reconnaissables à leurs caractères morphologiques et à leur structure : testicule, canal déférent qui comprend une partie glandulaire contournée en S, une région cylindrique et rectiligne non glandulaire et une région renflée proche du pénis. La glande androgène, réduite chez les petits individus à un ou 2 deux filaments pleins qui longent le tractus, commence à présenter des sinuosités marquées chez les Crabes de 11 mm. Le diamètre du filament croît progressivement de 8 à 25 μ tandis que la taille du Crabe passe de 10 à 14 mm, puis il reste sensiblement constant. La glande s'étend depuis la première anse distale de la région glandulaire jusqu'à l'extrémité de la partie cylindrique, un peu avant le renflement terminal. Elle s'élargit en une sorte de palette dans la région du canal glandulaire et peut donner naissance à un prolongement qui s'écarte de cette dernière région. Au moment où le diamètre du cordon a atteint 20 à 25 μ, la région glandulaire du canal déférent atteint son aspect définitif à sinuosités boursouflées; puis les testicules à peine visibles au début subissent une croissance brutale.

Chez les individus opérés, les tractus génitaux offrent dès les très petites

tailles (7,5 mm) l'aspect d'organes de Crabes adultes. Les canaux déférents présentent d'emblée les différentes parties caractéristiques précitées et les testicules normalement invisibles sont ici très développés. Seules les boursouflures des sinuosités de la région glandulaire sont absentes. En même temps, la glande androgène subit une hypertrophie considérable et acquiert, même chez les très jeunes individus, l'aspect d'une glande parvenue à son développement complet. On peut y distinguer des cordons sinueux à nombreuses circonvolutions. L'hypertrophie de la glande est plus importante que celle des canaux déférents. Les animaux opérés peuvent avoir un tractus génital aussi développé que les animaux témoins adultes tandis que le diamètre du cordon hypertrophié de leur glande androgène peut atteindre 60 μ, c'est-à-dire plus du double du diamètre chez les animaux adultes.

Sur coupes transversales, on observe des cellules à cytoplasme excessivement lacuneux. D'autre part, l'hypertrophie de la glande androgène est plus importante chez les très jeunes individus que chez les Crabes de 13 à 14 mm.

Conclusion. — Ces différentes observations semblent mettre en évidence l'existence d'un certain parallélisme entre la différenciation du tractus génital d'une part, et le développement du diamètre et de la longueur du cordon de la glande androgène d'autre part. L'observation de ce parallélisme peut constituer un argument en faveur de la thèse de Mme Charniaux-Cotton selon laquelle la glande androgène est responsable de la différenciation du tractus génital mâle ([4]), bien que la démonstration complète doive reposer sur des expériences d'ablations et d'implantations, expériences qui n'ont pas encore été faites chez *Carcinus mænas*. Dans cette hypothèse, l'hypertrophie de la glande androgène signifierait alors une hypersécrétion, ce que semblent montrer des préparations colorées à l'hématoxyline-phloxine de Gomori.

L'hypertrophie de la glande androgène, provoquée par ablation des pédoncules oculaires, est-elle à rapprocher de celle observée par H. Charniaux-Cotton chez les Crabes sacculinés ([1]), ([5]) ? Cet auteur a montré en effet que la glande était beaucoup plus volumineuse chez les Crabes sacculinés que chez les Crabes indemnes. L'hypothèse d'une hypertrophie non fonctionnelle a été suggérée : l'hormone sexuelle n'étant plus sécrétée en quantité suffisante, l'animal se féminiserait. Des recherches sont en cours afin de suivre la forme de l'abdomen chez des Crabes indemnes privés de pédoncules oculaires dès les petites tailles. Il serait également intéressant d'étudier l'état de la glande après ablation des pédoncules sur des Crabes sacculinés. Si l'hypertrophie opératoire s'ajoute à celle existant préalablement, il sera assez difficile d'admettre qu'elles sont toutes deux de même nature. L'arrêt de féminisation observé par G. Cornubert ([6]) chez

les *Pachygrapsus* mâles sacculinés privés de pédoncules oculaires serait alors en effet difficile à expliquer.

(1) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 780.
(2) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1168.
(3) N. Demeusy, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 974.
(4) *L'Année biologique*, 32, 1956, fasc. 9-10, p. 371-399.
(5) *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 82, 1957, nos 2-3, p. 193-194.
(6) *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1082.

PHYSICO-CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Séparation des constituants du venin de* Naja naja *par électrophorèse*. Note (*) de MM. **Jacques Detrait** et **Paul Boquet**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Par électrophorèse sur gélose, quatre fractions ont été séparées du venin de *Naja naja* : celles-ci contiennent respectivement une substance choquante, une phosphatidase, une cholinestérase et une neurotoxine qui représente le principal facteur nocif du venin.

Dès 1946, A. Polson, F. J. Joubert et D. A. Haig (1) avaient isolé de plusieurs venins d'*Elapidæ*, par la technique de Tiselius, deux protéines communes à ces venins. L'une était atoxique, l'autre neurotoxique et hémolytique. Plus près de nous, E. Habermann et W. Neumann, W. Grassmann avec K. Hanning, J. M. Gonçalves et L. G. Viera, E. Grasset avec D. E. Schwatz, A. H. Barrio, L. Balozet, H. Michl, N. Muic et A. Meniga, puis S. Gitter avec S. Kochwa, A. de Vries et M. Leppkowitz soumettent à l'électrophorèse, suivant différentes méthodes, divers venins d'*Elapidæ*, de *Viperidæ* et de *Crotalidæ*. Ils en isolent plusieurs fractions toxiques et enzymatiques. Enfin, A. Bussard et R. Cote (2) confirment en 1954 les résultats d'expériences antérieures de Micheel en séparant du venin de *Naja naja*, par électrophorèse sur colonne d'amidon à pH 9, une neurotoxine de faible poids moléculaire.

Étudiant les enzymes des venins, E. A. Zeller (3), puis B. M. Braganca et J. H. Quastel (4) ont supposé que ces substances jouaient un rôle important dans le mécanisme de l'envenimation. Dans le dessein de vérifier cette hypothèse nous avons étudié sur des petits rongeurs les effets des injections de divers constituants toxiques et enzymatiques du venin de *Naja naja* séparés par électrophorèse.

A la surface de plaques de verre mesurant 50 cm de longueur et 18 cm de largeur, on répand assez de gélose pour former une lame de 0,45 cm d'épaisseur. Cette gélose est obtenue en dissolvant à chaud 15 g d'agar-agar pulvérulent dans 1000 ml d'une solution de phosphates tamponnée à pH 6,8. Dans la lame de gélose ainsi obtenue et à égale distance des deux bords un étroit canal est creusé longitudinalement. On y verse un mélange de volumes

égaux de gélose fraîchement préparée et d'une solution contenant 10 mg de venin de *Naja naja* par millilitre de solvant tamponné à pH 6,8.

Le venin est soumis à un courant électrique de 75 V sous une tension de 200 mA pendant 5 h à + 4°. Après ce délai, une bande de gélose est prélevée puis colorée par la solution de noir bleu naphtol B afin de déterminer la position des protéines séparées par électrophorèse, Le reste de la lame de gélose est découpé en minces rubans de 1 cm de large. Chaque ruban est introduit dans une fiole de Fourneau contenant 10 ml de solution saline physiologique, puis broyé par des billes. 48 h plus tard, la suspension ainsi obtenue est filtrée sur papier. On étudie alors les activités toxiques et enzymatiques de chaque fraction ainsi recueillie en utilisant les méthodes de mesure décrites dans des publications antérieures [5]. La cholinestérase est décelée par la technique acidimétrique de Stedman [6] et la *l*-acide-amino oxydase, par la méthode manométrique de Warburg [3].

Quatre fractions se déplacent vers le pôle négatif. Elles sont réparties sur 6 cm de longueur.

La première fraction correspond à la zone de départ. Elle est nocive à la dose de 0,5 ml pour la souris de 20 g éprouvée par la voie veineuse. Peu après l'injection la respiration de ces rongeurs devient très rapide. Aucun des animaux d'épreuve ne présente de paralysie, mais la plupart meurent en 1 h environ. Il faut injecter, au Lapin, par la voie veineuse 2,5 ml de cette même fraction, par kilogramme d'animal, pour produire des symptômes comparables à ceux de l'anaphylaxie, mais en dépit de la quantité importante de produit injecté, le Lapin survit à cette épreuve [11].

La seconde fraction est extraite de la gélose à une distance d'environ 1,5 cm de la zone où le venin a été déposé. Elle contient une phosphatidase qui produit la lysocithine aux dépens de la lécithine. Elle est responsable de l'action anti-coagulante que possède le poison du Cobra à l'égard du plasma de cheval et elle rend le jaune d'œuf incoagulable par la chaleur en lui conférant des propriétés nocives identiques à celles que peuvent acquérir dans certaines conditions les mélanges de venin et de vitellus [7], [8].

La troisième fraction qui émigre à 3 cm de la zone de départ est douée d'activité cholinestérasique. Cette fraction et la précédente ne sont pas toxiques pour la Souris.

La quatrième fraction, enfin, occupe dans la gélose une région située à 6 cm de la zone de départ. Dépourvue d'activité enzymatique *in vitro* elle paralyse la Souris et le Lapin lorsqu'elle est injectée à ces animaux par la voie veineuse. Dans ces conditions, la dose minima mortelle de cette quatrième fraction contient trois fois moins d'azote que la dose minima mortelle du venin originel. 60 % de l'activité neurotoxique du venin de *Naja naja* peuvent être ainsi récupérés.

Analysée par la méthode de diffusion des antigènes et des anticorps dans un milieu gélifié [8], [10] la fraction neurotoxique se comporte comme un antigène pur.

Ni la L-acide-amino oxydase, ni l'hyaluronidase n'ont pu être décelées dans les fractions cathodiques ou anodiques extraites de la gélose.

Ces expériences nous autorisent à conclure que la neuro-toxine du venin de *Naja naja* est le principal facteur léthal de ce poison. La substance choquante extraite du même venin est très peu nocive. Quant aux enzymes séparées par électrophorèse, ils sont dépourvus de propriétés physio-pathologiques propres susceptibles de produire la mort des animaux d'épreuve.

(*) Séance du 10 février 1958.
(1) A. Polson, F. J. Joubert et D. A. Haig, *Biochem. J.*, 40, 1946, p. 265.
(2) A. Bussard et R. Cote, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 915.
(3) E. A. Zeller, *Advances in enzymology*, 8, 1948, p. 459.
(4) B. M. Braganca et J. H. Quastel, *Biochem. J.*, 53, 1953, p. 88.
(5) E. Cesari et P. Boquet, *Ann. Inst. Pasteur*, 55, 1935, p. 307; 56, 1936, p. 11.
(6) E. Stedman, E. Stedman et L. H. Easson, *Biochem. J.*, 26, 1932, p. 2056.
(7) C. Delezenne et S. Ledebt, *C. R. Soc. Biol.*, 71, 1911, p. 121.
(8) P. Boquet, H. E. Essex et M. Dworetzky, *Amer. J. Physiol.*, 161, 1950, p. 561.
(9) J. Oudin, *Ann. Inst. Pasteur*, 75, 1946, p. 30 et 109; 89, 1955, p. 531.
(10) O. Ouchterlony, *Acta Path. Microbiol. scand.*, 25, 1948, p. 186.
(11) L'eau de lavage d'un broyat de gélose témoin sans venin ne provoque aucun trouble lorsqu'elle est injectée à la Souris et au Lapin par la voie veineuse.

(*Institut Pasteur, Garches.*)

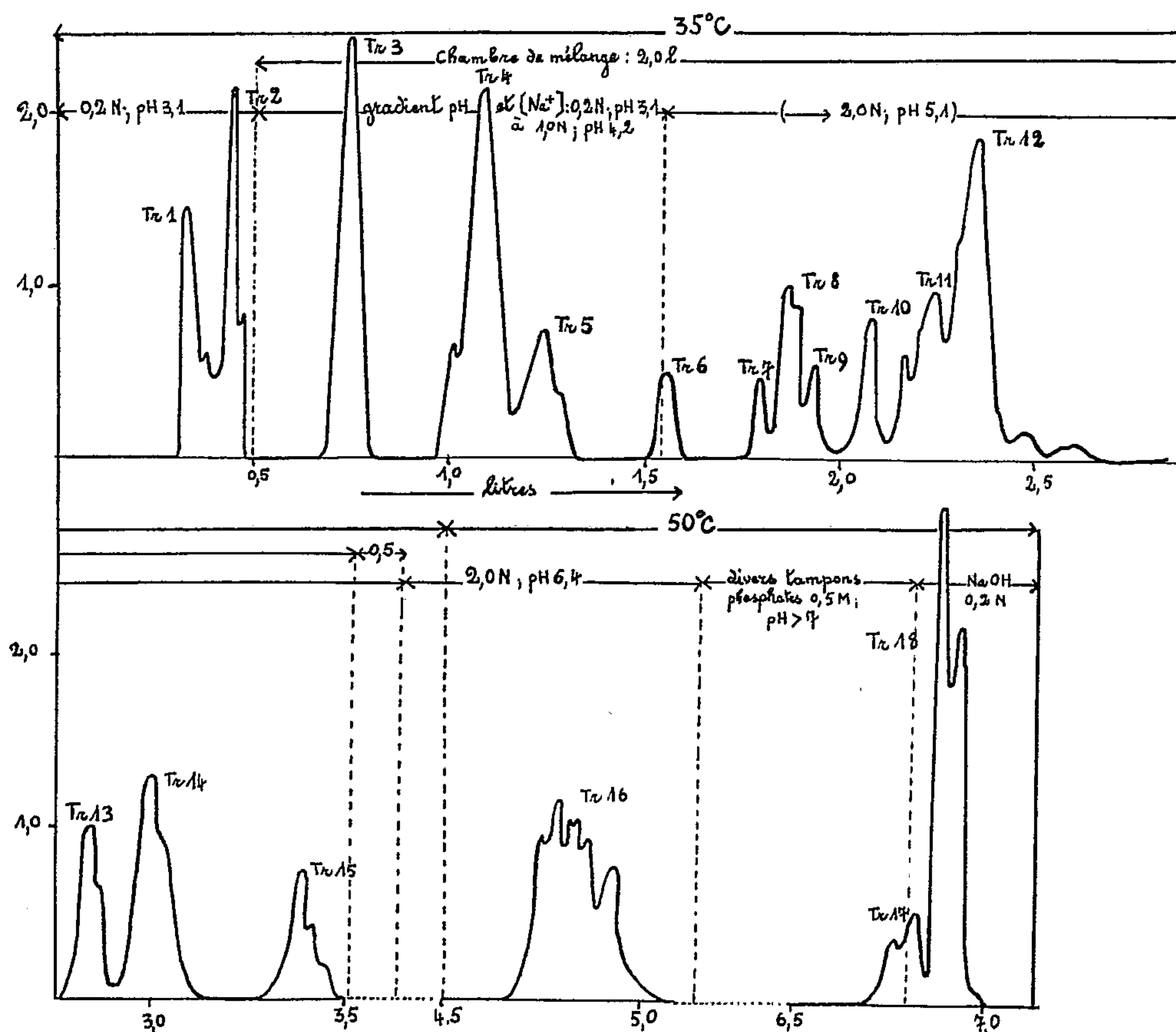
CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Hydrolyse trypsique du lysozyme de blanc d'œuf de poule réduit : isolement de peptides contenant du tryptophane et de la cystine.* Note de M. **Pierre Jollès** et Mme **Jacqueline Jollès**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

En vue de caractériser les enchaînements contenant à la fois des résidus de cystine et de tryptophane, le lysozyme de blanc d'œuf de poule a été réduit par l'acide thioglycolique, puis, après action de l'acide iodacétique, hydrolysé par la trypsine.

Bien que le lysozyme, dénaturé par la chaleur ou oxydé par l'acide performique, ait été soumis à l'action de trois enzymes différentes : trypsine (1), pepsine (2) et chymotrypsine (3), il n'a pas été possible de déterminer entièrement dans quel ordre les peptides isolés se succèdent au sein de la molécule primitive. De plus, sur les 130 acides aminés que comporte la protéine, 100 d'entre eux seulement se trouvent placés à l'intérieur des peptides actuellement isolés (2). Ce sont surtout les peptides contenant des résidus de cystine et de tryptophane qui n'ont pas encore tous pu être isolés. En effet, après hydrolyse enzymatique, les peptides obtenus sont purifiés par chromatographie sur « Dowex 50X2 » suivant la méthode de Hirs, Moore et Stein (4). Or les peptides contenant des résidus

de cystine restent adsorbés sur la résine. Après oxydation performique, les peptides contenant des résidus d'acide cystéique se chromatographient fort bien, mais le tryptophane est également oxydé et transformé partiellement en cynurénine. Les peptides contenant ce dérivé restent à leur tour fortement adsorbés.

La réduction du lysozyme par l'acide thioglycolique semble éviter tous ces inconvénients. Le lysozyme (1 mol) réagit avec l'acide thioglycolique (400 mol) dans l'urée 8 M, à pH 8,5 pendant 6 h à 20°. On ajoute de l'acide iodacétique (700 mol) qu'on laisse réagir 2 h, en maintenant le pH à 8,5 avec de la triméthylamine ([5]). Le lysozyme transformé est précipité et lavé avec de l'acétone et de l'éther.



Coloration ninhydrine exprimée en conc. mM d'équiv. leucine (après hydrolyse alcaline).

Il a été vérifié que la chaîne peptidique n'est pas rompue au cours de ce traitement et que les acides aminés n'ont pas subi de transformation à l'exception de la cystine. Chaque résidu de cystine donne naissance à deux résidus de S-carboxyméthylcystéine. Ce nouveau dérivé a été dosé en

chromatographiant sur colonne de « Dowex 50X4 » un hydrolysat total de lysozyme réduit (la S-carboxyméthylcystéine est éluée un peu plus rapidement que l'acide aspartique) et le rendement de la réduction est de l'ordre de 70 %.

Par chromatographie sur papier dans divers solvants (butanol acide, phénol-eau), la S-carboxyméthylcystéine se sépare difficilement de l'acide glutamique. Elle se sépare, par contre, par ionophorèse sur papier à pH 3,6 et peut de plus être repérée sur papier par la réaction de Toennies et Kolb (6).

30 μM de lysozyme réduit sont soumis à l'action de la trypsine « Worthington » (6 h; pH 7,8; 37°; concentration en protéine : 1 %; rapport enzyme/substrat : 1/100e). Les peptides formés sont séparés par chromatographie sur colonne de « Dowex 50X2 » de 100 × 2 cm (4); 18 pics ont été ainsi isolés (*fig.* 1) et purifiés comme il a été dit précédemment (1). Cette courbe d'élution est en partie différente des courbes analogues obtenues après hydrolyse trypsique du lysozyme dénaturé ou oxydé (1). La purification et l'analyse des pics Tr 1 à Tr 18 est actuellement en cours. On peut cependant déjà dire que certaines unités trypsiques connues ont été retrouvées : le peptide T_0 10 par exemple (1) Cy SO_3 H.Glu.Ala.Leu. Ala.Ala.Met O_2.Lys.Arg se retrouve dans le pic Tr 12, le résidu d'acide cystéique étant remplacé par un résidu de S-carboxyméthylcystéine. Ce dernier dérivé fait aussi partie des peptides Tr 7, Tr 10 et Tr 11.

Enfin pour la première fois un certain nombre d'unités trypsiques contenant du tryptophane ont pu être isolées avec un bon rendement (Tr 8 *a*, Tr 8 *b*, Tr 11); le tryptophane est mis en évidence par la réaction d'Erlich sur le peptide entier.

(1) P. Jollès et J. Thaureaux, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1685; J. Thaureaux et P. Jollès, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1926.
(2) P. Jollès, J. Jollès-Thaureaux et C. Fromageot, *Biochim. Biophys. Acta*, 1958 (sous presse).
(3) P. Jollès et J. Jollès (résultats non publiés).
(4) *J. Biol. Chem.*, 219, 1956, p. 623.
(5) M. Sela, F. White et C. Anfinsen, *Science*, 125, 1957, p. 691.
(6) *Anal. Chem.*, 23, 1951, p. 823.

(*Laboratoire de Chimie biologique de la Faculté des Sciences, Paris.*)

ENZYMOLOGIE. — *Sur l'existence de deux déshydrogénases lactiques chez la levure et sur la conversion, au sein de la cellule, de l'une en l'autre.* Note de MM. **Piotr P. Slonimski** et **Wieslaw Tysarowski**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

On sait que la levure de boulangerie (*Saccharomyces cerevisiæ*) contient une déshydrogénase lactique qui a fait l'objet de plusieurs travaux (1), (2),

([3]), ([4]), ([5]). Il a été montré précédemment qu'en anaérobiose cette enzyme n'est pas décelable et que sa formation est induite par l'oxygène ([6]), ([7]). Nous montrerons ici qu'en absence d'oxygène la levure synthétise une nouvelle déshydrogénase lactique qui, tout en ressemblant à plusieurs égards à l'enzyme classique, en est nettement distincte.

L'enzyme classique, que nous appellerons **O** est extraite de la levure (souche Yeast Foam) cultivée sur glucose et en aérobiose. Il est purifié d'après la méthode de Boeri ([3]). L'enzyme nouvelle que nous appellerons **N**, est extraite de la même levure, cultivée dans le même milieu mais en anaérobiose. La purification suit les étapes suivantes : adsorption négative sur le gel de phosphate de calcium, précipitation de l'enzyme par le sulfate d'ammonium (saturation : 70 %), chauffage en présence de lactate à 53° pendant 4 mn, puis fractionnement par le sulfate d'ammonium : la fraction correspondant aux saturations comprises entre 50 et 56 % contient l'enzyme.

L'activité spécifique ([8]) des préparations purifiées de **N** est de 1 200 environ, alors que les activités spécifiques de cette enzyme dans les autolysats de levure aérobie et anaérobie sont de l'ordre de 3 et de 30, respectivement.

Les deux enzymes sont spécifiques pour le donateur d'hydrogène et sont identiques en ce qui concerne les valeurs de K_M pour le lactate, le ferricyanure, le ferri-EDTA ([11]) et le fait qu'elles ne réduisent pas les coenzymes pyridiniques. La différence majeure réside dans la réduction du cytochrome *c*, celle-ci étant nulle pour l'enzyme **N** et égale à la réduction du ferricyanure pour l'enzyme **O**. En outre, l'enzyme **N** est moins active avec le 2.6-dichlorophénol indophénol tout en ayant pour lui une affinité plus grande que l'enzyme **O** (*voir* tableau).

Propriétés cinétiques des lactico-déshydrogénases **N** *et* **O**.

	Enzyme **N**.		Enzyme **O**.		Rapport **N/O**.	
	K_M.	V_{max}.	K_M.	V_{max}.	K_M.	V_{max}.
Ferricyanure	7	490	6	530	1	1
Ferricytochrome *c*	–	0	16	570	–	0
Ferri-EDTA	2 300	90	1 700	110	1	1
2.6-dichlorophénol-indophénol	2	250	43	1 000	0,05	0,25
DL-lactate	1 300	550	1 000	510	1	1

K_M, constante de Michaelis (en 10^{-6} M); V_{max}, vitesse maxima (en électron-équivalent $\times 10^{-6}$ par heure et par milligramme de protéines).

En comparant l'activité commune, et en apparence identique, aux deux enzymes, c'est-à-dire la réduction du ferricyanure par le lactate, on trouve plusieurs autres différences : l'enzyme **N** est très sensible aux chélateurs tels que l'EDTA et l'*o*-phénantroline, tandis que l'enzyme **O** ne l'est pas; le lactate protège compétitivement l'enzyme **N** contre l'inhibition causée par l'acide *p*-choromercuribenzoïque tandis qu'il ne protège pas l'enzyme **O**; l'enzyme **N** présente deux dissociations en fonction du pH, l'une à pK 7,2 (un proton),

l'autre à pK 11,4 (deux protons vraisemblablement), le maximum de l'activité de l'enzyme étant situé à pH 8,4 où la première dissociation est complète et la deuxième nulle; l'enzyme **O** présente une dissociation à pK 5,6 (un proton); l'activité perdue lors du vieillissement des préparations, peut être partiellement restaurée par le FAD et non par le FMN pour l'enzyme **N** tandis que l'inverse est vrai pour l'enzyme **O**.

Plusieurs expériences ont été effectuées pour savoir si l'une des enzymes n'est pas un artefact, c'est-à-dire un produit de dégradation de l'autre, dû au procédé de préparation. Elles ont toutes apporté une réponse négative et nous pensons qu'il s'agit là de deux protéines enzymatiques *natives* qui diffèrent par la structure de la molécule. Cette manière de voir est renforcée par le fait que l'incubation de l'enzyme **N** avec le FMN [11], le FAD [11], l'hémine, la protoporphyrine, l'hématoporphyrine ou l'extrait de levure aérobie ne conduit pas au rétablissement de la réduction du cytochrome *c*.

Quelles sont les relations entre les enzymes **N** et **O**? Et tout d'abord ces deux enzymes sont-elles contenus dans les mêmes cellules ? Une réponse positive à cette question est rendue extrêmement probable par les résultats suivants : lorsqu'une quantité de levure anaérobie ne contenant que l'enzyme **N** subit une adaptation respiratoire (aération dans un tampon glucosé) en absence de toute croissance elle finit par former sensiblement la même quantité de **O** que la même quantité de levure ayant proliféré en aérobiose. Ceci étant, on peut se demander quelles sont les relations entre **N** et **O** sur le plan moléculaire. Au cours de l'adaptation respiratoire la teneur en **N** baisse au fur et à mesure que celle du **O** augmente. Il est même probable que le rapport de l'enzyme **N** disparue à l'enzyme **O** apparue est constant tout au long de l'adaptation. Tout se passe donc comme si le **N** était précurseur de **O**. Notons que si l'on exprime l'activité de deux enzymes par la vitesse de réduction du ferricyanure on trouve, au cours de l'adaptation, une diminution notable de l'activité globale. Ce fait peut s'interpréter de deux manières : soit que dans les conditions du test employé, l'activité moléculaire de l'enzyme **N** est plus grande que celle de l'enzyme **O** et que la conversion **N** $\rightarrow$ **O** est monomoléculaire; soit que les activités moléculaires de deux enzymes sont les mêmes et que la conversion de plusieurs molécules de **N** aboutit à une molécule de **O**.

Deux conclusions importantes semblent s'imposer : *a*. Une même cellule peut produire deux enzymes à même fonction qui possèdent certains groupes spécifiques du centre actif très semblables, sinon identiques, tandis que les autres groupes sont très différents; d'où la notion des enzymes partiellement modifiés. *b*. L'adaptation enzymatique peut résulter de la *conversion induite d'une enzyme préformée* en une autre enzyme et pas seulement de la biosynthèse totale de novo; ce dernier mécanisme, mis en évidence pour la β-galactosidase, était jusqu'à présent généralement admis comme seul mode de formation des enzymes adaptatives [9], [10]. L'étude du mécanisme de la conversion devrait

permettre de mieux comprendre à la fois l'origine, la structure et le mode d'action des enzymes respiratoires.

(1) S. J. BACH, M. DIXON et L. G. ZERFAS, *Biochem. J.*, **40**, 1946, p. 229.

(2) C. A. APPLEBY et R. K. MORTON, *Nature*, **173**, 1954, p. 749.

(3) E. BOERI, E. CUTOLO, M. LUZZATI et L. TOSI, *Arch. Biochem. and Biophys.*, **56**, 1955, p. 487.

(4) E. BOERI et L. TOSI, *Arch. Biochem. and Biophys.*, **60**, 1956, p. 463.

(5) J. YAMASHITA, T. HIGASHI, T. YAMANAKA, M. NOZAKI, H. MIZUSHIMA, H. MATSUBARA, T. HORIO et K. OKUNUKI, *Nature*, **179**, 1957, p. 959.

(6) P. P. SLONIMSKI, *Formation des enzymes respiratoires chez la levure*, Masson, Paris, 1953.

(7) P. P. SLONIMSKI, *Proced. 3 rd Inter. Congr. Biochem.*, Acad. Press, New York, 1956, p. 242.

(8) Micromoles de ferricyanure réduit par heure et par milligramme de protéines; mesuré dans les conditions : $t^0 = 27^o$, pH 7,2, ferricyanure $= 6.10^{-4}$ M, DL lactate $= 1,7.10^{-2}$ M, tampon phosphate $= 7.10^{-2}$ M.

(9) D. S. HOGNESS, M. COHN et J. MONOD, *Biochim. Biophys. Acta*, **16**, 1955, p. 99.

(10) S. SPIEGELMAN, *Proced. 3 rd Inter. Congr. Biochem.*, Acad. Press, New York, 1956, p. 185.

(11) Abréviations : EDTA, éthylènediamine acide tétraacétique; FAD, flavine adénine dinucléotide; FMN, flavine mononucléotide.

(Laboratoire de Génétique Physiologique du C. N. R. S., Gif-sur-Yvette, Seine-et-Oise.)

IMMUNOLOGIE. — *Préparation* in vitro *d'un anticorps spécifique de la strychnine, actif sur l'animal.* Note de M. **JEAN LOISELEUR**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La dénaturation d'un protéide quelconque peut être orientée spécifiquement en faveur d'une molécule quelconque choisie comme antigène : il suffit simplement que cette molécule soit présente au moment de la dénaturation. L'ovalbumine peut être ainsi transformée en un anticorps strychnique, actif sur l'animal.

Voici comment l'ovalbumine est transformée en anticorps strychnique spécifique. 100 ml d'ovalbumine, fraîchement séparée de l'œuf, sont introduits dans un mélangeur-broyeur, muni d'un agitateur à palettes tournant à 12 000 t/mn. On ajoute 500 mg de sulfate de strychnine finement pulvérisé et l'on amène le pH à 10 par addition de soude. Le mélange est agité, à grande vitesse, pendant 4 mn, puis centrifugé, de façon à éliminer la mousse formée au cours de l'agitation.

La solution est soumise aux ultrasons, pendant 60 secondes, dans les conditions suivantes. Le générateur est constitué par un disque de quartz, de 58 mm de diamètre et de 3,87 mm d'épaisseur, qui sépare une cuve en deux compartiments : la partie supérieure, remplie d'une solution de ClNa à 7 ‰,

est reliée à la terre. C'est, dans cette solution, qu'on dispose un tube cylindrique, ouvert à son extrémité supérieure et dont le bas est fermé par une mince feuille de cellophane. La solution d'ovalbumine et de strychnine est introduite dans ce tube. Pour assurer le refroidissement, on fait circuler de l'eau dans la paroi de l'appareil.

Poids du Rat. (g).	Injection sous-cutanée de strychnine (poids injecté) (mg).	
	Animaux témoins.	
133	0,52	Mort après 6 mn
130	0,52	» 11 »
168	0,67	» 6 » 30 s
127	0,50	» 7 »
146	0,58	» 10 »
161	0,65	» 10 »
150	0,60	» 12 »
140	0,56	» 9 »
160	0,64	» 12 »
125	0,50	» 11 »
155	0,62	» 12 »
175	0,70	» 6 »
177	0,72	» 11 »
120	0,48	» 13 »
217	0,87	» 9 »
	Animaux traités par l'anticorps artificiel.	
165	0,66	Survie
185	0,74	»
150	0,60	»
142	0,58	»
170	0,68	»
143	0,57	»
140	0,56	»
143	0,57	»
140	0,56	»
140	0,56	»
155	0,62	»
147	0,59	»
131	0,52	»
166	0,66	»
132	0,52	»
155	0,62	»
120	0,48	»
135	0,54	»
140	0,56	»
141	0,56	»

Le compartiment inférieur, rempli de pétrole, reçoit l'électrode active, qui excite le quartz par un champ de haute fréquence de 760 kc sous 5 000 V et 0,65 A. L'énergie transmise à la solution est égale à 0,27 W/ml. Dans ces conditions, l'action des ultra-sons n'entraîne aucune élévation de la température de la solution.

A partir de ce moment, le plus grand soin est apporté à n'imposer à la solution aucune dénaturation, laquelle effacerait tout le bénéfice de l'opération précédente.

La solution est dialysée, pendant 5 jours, à travers un sac de cellophane, sur une solution de sulfate de sodium à 2 ‰ et à pH = 8, de façon à éliminer la strychnine. Le volume du liquide extérieur est 20 fois supérieur à celui de la solution d'ovalbumine, et le liquide extérieur est renouvelé deux fois par jour.

L'ovalbumine ainsi traitée se comporte comme un anticorps de la strychnine : injectée au Rat (8 ml en quatre injections sous-cutanées de 2 ml chacune, espacées de 1 h), elle entraîne la survie de l'animal après l'injection sous-cutanée d'une dose mortelle de strychnine (0,4 mg de sulfate de strychnine par 100 g d'animal), tandis que les témoins, non traités ou traités avec une solution banale de la même ovalbumine, meurent après 6 à 13 mn. Dans cette expérience les 20 animaux, qui ont été traités préventivement par l'anticorps artificiel, ont tous survécus (tableau).

Cette expérience entraîne trois conséquences : 1° elle montre la possibilité de préparer *in vitro* certains anticorps; 2° elle permet la préparation d'une nouvelle classe d'anticorps pour des molécules toxiques, pour lesquelles l'existence d'anticorps était inconnue; 3° elle apporte la preuve formelle de l'existence des anticorps correspondants aux antigènes de faible poids moléculaire [1].

[1] *Ann. Inst. Pasteur*, 78, n° 1, 1950, p. 151.

CANCÉROLOGIE. — *La propagation d'une souche de cancer humain sur des organes embryonnaires de poulet cultivés* in vitro. Note (*) de M. **Étienne Wolff** et Mme **Émilienne Wolff**, présentée par M. Robert Courrier.

Le mésonéphros de l'embryon de poulet, cultivé *in vitro*, est un milieu très favorable à la prolifération et à la propagation de la souche KB d'un carcinome humain. Le foie et la peau de l'embryon de poulet en culture n'offrent pas des conditions aussi favorables au développement de cette tumeur.

L'un de nous a montré qu'il est possible de cultiver des cellules d'un sarcome de souris sur différents organes embryonnaires de poulet explantés *in vitro*, tels le mésonéphros, la peau, le foie, les gonades, le poumon,

l'intestin, etc. (1). Nous nous sommes demandé si cette méthode nouvelle de culture de cellules cancéreuses était applicable au cancer humain.

Nous nous sommes adressés à la souche KB (2), issue d'un carcinome épidermoïde du plancher de la bouche et cultivée depuis 1954 dans un milieu liquide approprié (Eagle, 1955) (3). Nous détachons des fragments du voile épais que forme cette culture sur le verre des récipients, et nous les associons à des morceaux d'organes embryonnaires de poulet, qu'on dispose en étoile ou en mosaïque autour des explants cancéreux. Le milieu de culture utilisé dans ces expériences est le milieu standard pour cultures d'organes, utilisé dans notre laboratoire (4). Il faut souligner que ce milieu, s'il est favorable à l'explantation des organes, est défavorable à la survie et à la prolifération des cellules cancéreuses (5). Nous avons vérifié ce fait dans le cas de la souche KB.

Nous avons associé les fragments du voile cancéreux à trois catégories d'organes de l'embryon de poulet de 8 à 9 jours : le mésonéphros, le foie, la peau. Après une première association, nous avons tenté de « repiquer » les cultures sur des organes frais de même âge et de même nature. Les transplantations ont lieu tous les 4 jours et ont été poursuivies pendant 24 jours.

Au cours de la première association, les cellules tumorales survivent à la périphérie ou à l'intérieur des trois sortes d'organes. Elles périclitent ou disparaissent dès le premier ou le deuxième repiquage sur foie et sur peau. Elles se maintiennent au contraire et se propagent très activement sur les explants de mésonéphros; leur activité proliferatrice, loin de diminuer d'intensité, paraît au contraire, s'accentuer au cours des repiquages successifs.

L'activité des cellules tumorales s'exerce suivant trois modalités. Elles prolifèrent sur place au contact des fragments de mésonéphros; elles les entourent d'un cortex plus ou moins épais; elles s'insinuent entre les tubes urinifères et les investissent. Dans tous les cas, les cellules tumorales sont saines et montrent de nombreuses mitoses. Elles sont le plus souvent groupées en amas de structure épithéliale, limitées par un épithélium lisse, à cellules tantôt cubiques, tantôt aplaties. L'invasion du mésonéphros est généralement massive, parfois des cellules isolées s'insinuent entre les tubes, elles gardent toujours leur aspect épithélial. Il est très remarquable de constater, dans plusieurs cas, qu'un simple contact entre le mésonéphros et le fragment repiqué suffit à déterminer une prolifération intense, qui aboutit à la formation d'amas tumoraux volumineux.

Nous avons déjà remarqué, dans le cas du sarcome S 180 de souris comme dans d'autres cas de tumeurs que nous étudions actuellement, que le mésonéphros du poulet est un organe particulièrement favorable à la prolifération cancéreuse. Mais alors que le sarcome S 180 s'adapte à différents tissus de l'embryon de poulet, les cellules du carcinome KB

de l'Homme montrent une affinité élective, entre les trois organes qui lui ont été offerts, pour le mésonéphros. Cet organe embryonnaire fournit donc aux cellules cancéreuses un milieu ou une substance favorable à leur développement. Il n'est pas possible encore de décider si cette action relève de facteurs nutritifs favorables, mais banaux, ou de substances stimulatrices spécifiques.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) Ét. Wolff, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1537; Ét. Wolff et N. Schneider, *Arch. Anat. micr.*, 46, 1957, p. 173.

(2) Le Docteur A. Lwoff, de l'Institut Pasteur, nous a fourni une souche de cette culture.

(3) H. Eagle, *Proc. Soc. exp. Biol. Med.*, 89, 1955, p. 362.

(4) Ét. Wolff et K. Haffen, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1396.

(5) Ét. Wolff, *Bruxelles Médic.*, 36e année, 1956, p. 2235.

(*Laboratoire d'Embryologie expérimentale du Collège de France et du C. N. R. S.*)

A 15 h 40 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

Sur la proposition de la *Commission de Chimie biologique*, le **Comité national de Biochimie** est constitué ainsi qu'il suit :

1° Les Membres suivants de l'Académie :

La Section de Chimie et MM. **Jacques Duclaux**, **Léon Binet**, **Robert Courrier**, **Louis Hackspill**, **Roger Heim**, **Jacques Tréfouël**, **Maurice Lemoigne**, **René Dujarric de la Rivière**, **René Fabre** et **Maurice Fontaine**;

2° Le Président ès qualité du **Comité national de chimie** ;

3° Les 12 Biochimistes dont les noms suivent : MM. **Didier Bertrand**, **Paul Boulanger**, **Jean-Émile Courtois**, **Yves Derrien**, **Pierre Desnuelle**, **Pierre Grabar**, **Max-Fernand Jayle**, **Edgar Lederer**, **Yves Raoul**, **Jean Roche**, **Émile Terroine**, **René Wurmser** ;

4° Les 12 représentants suivants de l'industrie biochimique : MM. **René Bernier**, **Pierre Birolaud**, **Antoine Bonnefoi**, **Henri Cheftel**, **Henri Choay**, **Albert Dubois**, **Philippe Kreiss**, **Alfred Landucci**, **Robert Midy**, **Raymond Paul**, **Henri Penau**, **Léon Velluz**.

La séance est levée à 15 h 50 m.

R. C.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 6 janvier 1958.)

Note présentée le 16 décembre 1957, de M. *Georges Hornecker*, Détermination approchée, à précision numérique élevée, du polynome de meilleure approximation d'ordre *n*, au sens de Tchebicheff, d'une fonction bornée continue, sur un segment fini :

Page 45, 3e ligne, *au lieu de*

$$\delta x_K = \frac{4}{n+1}\,\frac{c_{n+2}}{c_{n+2}}(1-x_K^2)\,x_K,$$

lire

$$\delta x_K = \frac{4}{n+1}\,\frac{c_{n+3}}{c_{n+1}}(1-x_K^2)\,x_K.$$

(*Comptes rendus* du 13 janvier 1958.)

Note présentée le 23 décembre 1957, de MM. *Henri Dessens*, *Roger Serpolay* et *Guy Soulage*, Chutes de neige provoquées à retardement par ensemencement en iodure d'argent :

Page 293, 18e ligne, *au lieu de* figure 1, *lire* figure 2.
» » 24e ligne, *au lieu de* (*fig.* 2), *lire* (*fig.* 1).
» » figure 1, *au lieu de* 5 décembre 1947, *lire* 5 décembre 1957.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 24 FÉVRIER 1958.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** signale la présence de M. **Victor Weisskopf**, Correspondant de l'Académie, Professeur de physique théorique au « Massachusetts Institute of Technology ». Il lui souhaite la bienvenue et l'invite à prendre part à la séance.

PHYSIQUE COMÉTAIRE. — *Les intensités relatives des bandes du cyanogène dans les spectres cométaires*. Note (*) de MM. **Pol Swings** et **Jean Dufay**.

Les intensités relatives des bandes (3, 1) et (2, 0) du système rouge de CN et de la bande (1, 0) du système bleu, mesurées dans le spectre de la comète Mrkos, indiquent que la fluorescence est responsable de l'émission du système rouge, tout comme de l'émission du système bleu.

1. Il a été montré dans une Note récente ([1]) que les émissions cométaires λ 7 900 et λ 8 100 Å sont dues aux transitions (2, 0) et (3, 1) du système rouge du cyanogène. Nous nous proposons d'examiner si les intensités relatives de ces bandes, mesurées sur nos spectrogrammes de la comète Mrkos, s'accordent ou non avec le mécanisme d'excitation par fluorescence, tenu pour seul responsable, de l'émission du système bleu.

Nos clichés, étalonnés au moyen d'un photomètre à pénombre ([2]) utilisant les raies de l'hélium et du xénon, permettent de mesurer sans difficulté le rapport des intensités des bandes (3, 1) et (2, 0) malgré l'importance du spectre continu. Le nombre trouvé 0,55 n'est probablement pas entaché d'une erreur supérieure à 0,05.

Dans le cas d'une excitation par fluorescence, étant donné l'absence de désactivation par collision, l'intensité $I_{v',v''}$ d'une bande vibrationnelle (v', v'') quelconque peut être calculée par la formule

$$(1)\qquad I_{v',v''} \propto \left(\sum_{k''=0}^{\infty} N_{k''}\, \odot_{v',k''} B_{v',k''} \right) \frac{A_{v',v''}}{\sum_{k''=0}^{\infty} A_{v',k''}}\, h\nu_{v',v''}$$

où

$N_{k''}$ est la population sur le niveau de vibration k'' de l'état électronique inférieur;

$\odot_{v',k''}$ l'intensité du rayonnement solaire disponible dans la bande (v', k''), compte tenu des effets des raies de Fraunhofer et du décalage dopplérien;

$B_{v',k''}$ le coefficient d'Einstein d'absorption pour la transition (v', k'');

$A_{v',k''}$ le coefficient d'Einstein d'émission pour la transition (v', k'');

$\nu_{v',v''}$ le nombre d'onde de la transition (v', v'').

L'émission de la bande (2, 0) du système rouge, par exemple, s'effectue à partir du niveau $v'=2$ de l'état $^2\Pi$. Ce niveau est atteint par l'absorption de (2, 0) à partir du niveau $v''=0$ de l'état normal $^2\Sigma$, par absorption de (2, 1) en partant de $v''=1$, de (2, 2) en partant de $v''=2$, etc. Le calcul complet exige donc non seulement la connaissance des probabilités de transition, mais aussi celle des populations sur les différents niveaux de vibration de l'état normal $^2\Sigma$.

Mais il est facile de voir que la population sur le niveau $v''=0$ est beaucoup plus grande que sur $v''=1$ et *a fortiori*, $v''>1$. Considérons en effet les intensités relatives des bandes (0, 0) et (1, 1) du système bleu. La proximité de ces deux bandes autorise à prendre $\odot_{0,0} \simeq \odot_{1,1}$ et l'application de la formule (1), où l'on néglige N_2, N_3, etc., donne approximativement.

$$\frac{I_{1,1}}{I_{0,0}} = 0,07 + 0,7\frac{N_1}{N_0}. \tag{2}$$

Or, l'observation du système bleu montre que $I_{1,1}/I_{0,0}$ est de l'ordre de 0,07 à 0,10. Il est donc nécessaire, d'après (2), que N_1 soit beaucoup plus petit que $N_0(\leqq 1/20\, N_0)$.

2. Appliquons donc la formule (1) aux bandes (2, 0) et (3, 1) du système rouge, en négligeant N_1, N_2, N_3... par rapport à N_0, de même que les variations de $\odot$. Suivant que nous adoptons les probabilités de transition calculées par A. A. Wyller [3] ou par P. A. Fraser, W. R. Jarmain et R. W. Nicholls [4], nous trouvons, en tenant compte de toutes les probabilités jusqu'à $k''=9$, $I_{3,1}/I_{2,0}=0,52$ ou 0,49. L'introduction d'un terme N_1, valant par exemple $1/20\, N_0$ aurait pour effet d'augmenter ce nombre de quelques centièmes. *Le rapport théorique est donc en excellent accord avec l'observation.*

Un tel accord n'existerait pas si l'on adoptait une excitation par collision, étant donné les valeurs des probabilités de transition, notamment le fait que le facteur Franck-Condon de (3,1) est nettement supérieur à celui de (2,0). Il en serait vraisemblablement de même si l'on envisageait que l'excitation du système rouge résulte d'autres mécanismes, comme la photodissociation de molécules polyatomiques C N X.

On a suggéré occasionnellement [5], [6] l'identification dans les comètes de transitions du système rouge correspondant à $v'\geqq 4$. L'application de la

formule (1) montre que les bandes à $v' > 4$ ont une intensité pratiquement nulle. (4, 0) et (4, 2) sont respectivement 160 et 9 fois plus faibles que (2, 0). Quant à la transition (3, 0), elle est 5 fois moins intense que (3, 1). Ainsi, dans la région $\lambda < 9\,000$ Å, les bandes (2, 0) et (3, 1) sont les plus fortes du système rouge et pratiquement les seules observables dans les comètes, au moins quand le spectre continu présente une intensité notable.

Par contre, en négligeant encore le facteur $\odot$, on trouve que la bande (0, 0), proche de 1,1 μ aurait une intensité 16 fois plus grande que (2,0). Même en tenant compte du fait que $\odot_{0,0}$ est plus petit que $\odot_{2,0}$, il est certain que la bande (0,0) est intense par rapport à (2,0) et doit être nettement marquée dans les comètes.

3. Nous avons cherché à comparer les intensités du système rouge et du système bleu, en mesurant, aux longueurs d'onde 7 900, 8 100 et 4 200 Å les rapports d'intensité *bande/spectre continu,* qui ne sont pas affectés par l'absorption atmosphérique.

De là, on passerait immédiatement aux intensités relatives des bandes si l'on connaissait la répartition de l'énergie dans le spectre continu de la comète, hors de l'atmosphère. Il semble possible d'atteindre un ordre de grandeur raisonnable en assimilant le spectre continu de la comète à celui d'un corps noir à une température assez peu différente de celle du Soleil. Voici les intensités relatives obtenues pour diverses valeurs de la température T :

T continuum (°K)...	5 500.	6 000.	6 500.	7 000.	7 500.
Bande 7 900/bande 4 216........	0,229	0,182	0,151	0,128	0,111
Bande 8 100/bande 4 216........	0,130	0,102	0,083	0,071	0,061

En l'absence de données sur T et vu le caractère qualitatif des considérations ci-dessous, nous adoptons $I(4\,216)/I(7\,900) = 6$.

Le rapport théorique $I(3\,880)/I(4\,216)$ étant 12,5, nous en tirons $I(3\,880)/I(7\,900) = 6 \times 12{,}5 = 75$.

Il est impossible de déterminer théoriquement ce que devrait être ce rapport dans l'hypothèse d'une excitation fluorescente dans une atmosphère cométaire. On ne connaît, en effet, pas les probabilités de transition relatives des systèmes rouge et violet. Les estimations faites par A. S. King et P. Swings ([5]) concernent des raies individuelles de bandes à température élevée, alors que nous observons, dans les comètes, des superpositions de composantes de bandes à température très basse.

En laboratoire, l'énergie du système rouge est distribuée sur un domaine spectral beaucoup plus vaste que le système violet. G. Herzberg et J. G. Phillips ([7]) pensent que les forces d'oscillateur des systèmes rouge et violet pris dans leur ensemble, sont du même ordre.

En adoptant le rapport observé dans la comète, l'application de la formule (1), où l'on néglige le seul facteur $\odot$, fournit une valeur 5 pour le rapport

des coefficients d'absorption d'Einstein des bandes bleue (0, 0) et rouge (2, 0). Il est possible que cette valeur doive être augmentée pour tenir compte du facteur ⊙. Pour les raies individuelles les plus marquées des mêmes bandes, King et Swings avaient estimé que le rapport des coefficients B était de l'ordre de 87, une erreur d'un facteur 3 n'étant pas exclue; mais le rapport serait sûrement beaucoup plus faible pour des blends à basse température. Étant donné les difficultés photométriques qui se présentent aussi bien dans l'interprétation des clichés de laboratoire que dans les mesures cométaires, notre résultat phométrique paraît compatible avec une excitation fluorescente.

En résumé, les observations des bandes du système rouge dans la comète Mrkos indiquent que, tout comme le système bleu, c'est le mécanisme de fluorescence qui est responsable de l'émission. Nos calculs montrent aussi pourquoi les distributions vibrationnelles des intensités diffèrent fortement pour les systèmes bleu et rouge du CN dans les comètes.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) P. Swings, J. Dufay et L. Haser, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1765.
(2) D. Barbier, *Ann. Astroph.*, 7, 1944, p. 80.
(3) Communication privée.
(4) Communication privée de R. W. Nicholls.
(5) A. S. King et P. Swings, *Astroph. J.*, 101, 1945, p. 6.
(6) P. Swings et T. L. Page, *Astroph. J.*, 111, 1950, p. 530.
(7) *Astroph. J.*, 108, 1948, p. 163.

CYTOLOGIE INFRAMICROSCOPIQUE. — *Étude au microscope électronique de l'appareil de Golgi dans diverses cellules de Mammifères en voie de modification.* Note de MM. Albert Policard et André Collet [1].

Dans divers types cellulaires (cellules du poumon, du tube et du glomérule rénal, histiocytes) en voie de réaction sous l'influence d'agressions lentes, toxiques ou microbiennes, l'appareil de Golgi montre des modifications assez régulières de sa structure inframicroscopique.

Le comportement de l'appareil de Golgi dans des cellules en voie d'altération a été peu étudié par les techniques habituelles de l'histologie. La ténuité de cet appareil et l'incertitude régnant sur sa structure exacte expliquent facilement cette situation. Toutefois dans diverses cellules en voie d'altération (en dehors des cellules cancéreuses), on avait signalé une fragmentation et un gonflement de cet appareil [2], [3], [4], [5], [6], [7] et [8]. Certains le considéraient comme l'organite le plus fragile de la cellule [9]. En établissant d'une façon certaine sa structure inframicroscopique [10], [11], [12] et en permettant sa caractérisation sûre, le microscope électronique a permis l'étude de cet appareil quand la cellule subissait

des modifications ou des altérations. Avec cette technique nous avons pu observer certains faits qui peuvent avoir de l'intérêt pour la compréhension de la signification encore si peu connue de cet organite fondamental du cytoplasma.

Conditions expérimentales. — Ont été étudiées les cellules alvéolaires du poumon, les cellules du segment proximal du tube urinaire, les cellules recouvrantes du glomérule (cellules de Bowman), les histiocytes de l'épiploon chez des rats soumis à diverses actions expérimentales, soit, d'une part, par un toxique lent, la silice, injectées sous forme de gel de silice dans le péritoine ou de silice en particules inframicroscopiques dans la trachée, soit, d'autre part, par inoculation de bacilles tuberculeux bovins à des rats, animaux relativement résistants à ce germe. Ces actions déterminaient au niveau des cellules des modifications lentes ou des réactions cellulaires sans qu'il y ait nécrose brutale, ce qui eut interdit toute étude cytologique valable.

Au point de vue technique, nous avons utilisé la technique classique : fixation au Palade ou au Dalton, inclusion au méthacrylate ou au Vinox de Kellenberger, coupes de 200 à 300 Å au couteau de diamant, examen au R. C. A., type E. M. U. 3 A.

L'appareil de Golgi nous est apparu avec la disposition classique aujourd'hui, avec dictyosome fait d'un paquet de saccules rectangulaires, petites vésicules denses de 200 à 300 Å et une ou deux vacuoles plus grosses (0,1 à 0,2 μ), à contenu clair.

Résultats. — Nos résultats peuvent se résumer ainsi, abstraction faite de certains détails secondaires qui seront indiqués avec les figures dans un Mémoire en préparation.

1. Contrairement à ce qu'on avait pu penser, l'appareil de Golgi nous est apparu comme un des organites les plus résistants de la cellule. Nous avons pu en constater dans des cellules en dégénérescence lipoïdique accentuée. Ils étaient parfaitement reconnaissables quoique relativement petits.

2. Bien qu'une démonstration de ce fait ne puisse pas encore être fournie, il nous a semblé que, pour un type donné de cellule, les appareils de Golgi étaient plus nombreux dans des éléments en voie de réaction que dans les mêmes éléments normaux. Par exemple, dans des reins altérés par des injections de gel de silice, les cellules recouvrantes glomérulaires (cellules de Bowman) présentaient une quantité très élevée d'appareils de Golgi, ceux-ci ayant par ailleurs leur structure générale habituelle.

3. Dans les cellules en voie de réaction hyperactive, les dictyosomes semblent particulièrement allongés, avec en certains points des signes de sectionnement.

Les saccules constituant les dictyosomes sont presque toujours peu

nombreux, réduits quelquefois à deux ou trois. Ils présentent fréquemment une forme générale arquée.

4. Dans les dictyosomes, on peut assez souvent constater un espacement plus grand des saccules. Ils ne sont pas très serrés les uns contre les autres. Ces saccules, toujours peu nombreux, apparaissent moins aplatis que normalement. Leur cavité est plus grande. En certains points, ils tendent même à prendre l'apparence de sacs ergastoplasmiques. N'est-ce là qu'une apparence ou au contraire les saccules pourraient-ils évoluer en sacs ergastoplasmiques ? Il n'est pas possible actuellement de trancher la question.

5. A l'état normal, autour des dictyosomes, se trouvent les fines vésicules denses produites par la vésiculation des bords des saccules. Dans les cellules en voie de réaction, ces fines vésicules denses sont toujours beaucoup plus nombreuses. Autour des saccules, généralement d'apparence étirée en longueur, se voient des amas souvent abondants de petites vésicules assez régulièrement espacées. Un appareil de Golgi peut ainsi comporter de 20 à 50 vésicules toutes semblables entre elles.

6. Assez souvent mais non constamment s'observent sur le flanc des paquets de saccules des vacuoles plus grosses du type de celles constatées à l'état normal, avec un contenu clair. Ces vacuoles, à la différence des petites vésicules, ne semblent pas être plus nombreuses qu'à l'état normal.

Discussion. — Ces résultats montrent que dans des cellules de Mammifères en voie de modification plus ou moins dégénérative provoquée par des agressions variées de type lent, l'appareil de Golgi réagit avec des modalités particulières. Les saccules des dictyosomes se raréfient et s'allongent. Ils peuvent se diviser, d'où accroissement du nombre des appareils de Golgi présents dans la cellule. Autour des dictyosomes raréfiés, le nombre des petites vésicules issues des saccules est considérablement accru. Ces deux constatations permettent d'envisager une sorte d'hyperfonctionnement de l'appareil de Golgi au cours de ces réactions à marche lente présentant très souvent, dans leurs premières phases, des signes d'hyperactivité métabolique.

L'hypothèse, souvent émise, de l'intervention de l'appareil de Golgi dans la sécrétion n'est pas confirmée par nos observations puisqu'elles montrent une hyperactivité de cet appareil en dehors de toute sécrétion. Par contre, elles permettent de confirmer la notion que l'appareil de Golgi joue un rôle important, mais non encore précisé, dans le métabolisme cellulaire. S'il intervient dans les processus de sécrétion, c'est peut-être indirectement, en agissant sur l'activité cellulaire. Malheureusement, malgré leur précision et en raison de leur caractère statique, les observations au microscope électronique ne permettent pas encore de déterminer la nature exacte de cette intervention.

(1) Travail fait avec la collaboration technique de Christiane Reuet.
(2) R. J. Ludford, *Proc. Roy. Soc.*, B 102, 1927, p. 406.
(3) K Richardson, *Arch. exp. Zellforsch.*, 16, 1934, p. 100.
(4) T. J. Macdougald, *Arch. exp. Zellforsch.*, 18, 1935, p. 85; 20, 1937, p. 35.
(5) S. R. Cajal, *Trab. labor. Invest. biol. Madrid*, 12, 1915, p. 12 et 129.
(6) A. M. Pappenheimer, *Anat. Rec.*, 11, 1916, p. 107.
(7) W. Penfield, *Brain*, 43, 1920, p. 290.
(8) R. J. Ludford, *Proc. R. Soc.*, B 112, 1932, p. 250.
(9) J. B. Gatenby, *J. exper. Zool.*, 58, 1931, p. 259.
(10) A. J. Dalton et M. D. Félix, *Amer. J. Anat.*, 92, 1953, p. 277.
(11) F. Haguenau et W. Bernhardt, *Arch. Anat. microsc.*, 44, 1955, p. 27.
(12) P.-P. Grassé et N. Carasso, *Nature*, 179, 1957, p. 31.

M. **Francis Perrin** fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage de MM. Gilbert-Moïse Cahen et Pierre Treille intitulé : *Précis d'énergie nucléaire*, 2e édition, dont il a écrit la *Préface*.

M. **Roger Heim** fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage de la Bibliothèque Scientifique intitulé : *Humanité et subsistances*, par M. André Guerrin, dont il a écrit la *Préface*.

M. **Gabriel Foëx** adresse en hommage à l'Académie le Tome VII des Tables de constantes et données numériques : *Constantes sélectionnées*, qui comprend les deux Mémoires suivants : *Diamagnétisme et paramagnétisme*, par lui-même et *Relaxation paramagnétique*, par MM. C.-J. Gorter et L.-J. Smits.

M. **Jan Hendrik Oort** adresse à l'Académie le Tome XVIII des *Annales de l'Observatoire de Leiden* qu'il dirige et qui comprend le Mémoire suivant : *Absolute declinations of* 1493 *stars from azimuth observations*, by G. Van Herk.

PLIS CACHETÉS.

A la demande de l'auteur, le pli cacheté accepté en la séance du 26 août 1957 et enregistré sous le n° 13.713 est ouvert par M. le Président. Le document qui en est retiré sera soumis à l'examen de la Section d'Économie rurale.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Les piles atomiques à neutrons lents*, par JACQUES MAURIN;

2° *Le premier explorateur de Terre-Neuve et des Iles Saint-Pierre et Miquelon : Bachelot de la Pylaie* (1786-1856), par JEAN F. LEROY;

3° Institut national de la statistique des études économiques pour la Métropole et la France d'Outre-Mer. *Annuaire statistique de la France* 1957. Vol. 63, nouvelle série, n° 5.

LOGIQUE. — *Sur un système de « déduction naturelle »*.
Note de M. **LOUIS NOLIN**, présentée par M. Maurice Fréchet,

Ce système est la formalisation, analogue à celle de Gentzen, d'une partie des règles employées dans les raisonnements courants.

1. Le système formel $\mathfrak{A}$ est un ensemble de symboles répartis en plusieurs classes; on a donné aux éléments de ces différentes classes des noms qui évoquent la signification qu'ils recevront dans les interprétations de $\mathfrak{A}$ qu'on décrit au paragraphe 2.

L'alphabet du système $\mathfrak{A}$ se compose des symboles (,), | , &, $\vee$, $\rightarrow$, p_1, p_2, ..., p_n, ... (n entier positif). Cet alphabet sert à construire des *mots* plus complexes dont l'ensemble constitue le *vocabulaire* de $\mathfrak{A}$; on distingue :

— Les *formules* : ce sont $p_1, p_2, \ldots, p_n, \ldots$ et tous les mots de la forme $\overline{A}$, (A & B), $(A \vee B)$ (¹) où A et B sont des formules.

Ainsi, $\overline{p}_2$, $(\overline{p}_2 \vee p_4)$, $(p_5 \,\&(\overline{p}_2 \vee p_4))$ sont des formules. On désigne par A, B, C, ... des formules quelconques.

— Les *suites de formules* : ce sont les mots obtenus en juxtaposant un nombre entier (positif) quelconque de formules.

Ainsi, A, AB, CBA ce sont des suites de formules si A, B, C, sont des formules.

On désigne par Γ, Δ, Θ, ... des suites de formules quelconques; par ΓA une suite de formules quelconque dont le dernier terme est A, même si A est le seul terme de la suite; par ΓABΔ une suite de formules quelconque contenant la suite partielle AB, même si A est le premier terme et B le dernier terme de la suite, etc.

— Les *séquences* : ce sont les mots de la forme $\Gamma \rightarrow A$ où Γ est une suite de formules et A une formule.

Ainsi, pour toute formule A, le mot $A \rightarrow A$ est une séquence.

On désigne par $\mathcal{A}$, $\mathcal{B}$, $\mathcal{C}$, ... des séquences quelconques.

— Les *suites de séquences* : ce sont les mots obtenus en juxtaposant un nombre entier (positif) quelconque de séquences.

Ainsi, les mots de l'une des formes

$$
\begin{array}{ll}
0: & A \rightarrow A, \\
1: & \Gamma \rightarrow A \Gamma B \rightarrow A, \\
2: & \Gamma A B \Delta \rightarrow C \Gamma B A \Delta \rightarrow C, \\
3: & \Gamma \rightarrow A \Gamma A \rightarrow B \Gamma \rightarrow B, \\
4: & \Gamma \bar{A} \rightarrow B \Gamma \bar{B} \rightarrow A, \\
5: & \Gamma A B \rightarrow C \Gamma (A \,\&\, B) \rightarrow C, \\
6: & \Gamma \rightarrow A \Gamma \rightarrow B \Gamma \rightarrow (A \,\&\, B), \\
7: & \Gamma A \rightarrow C \Gamma B \rightarrow C \Gamma (A \vee B) \rightarrow C, \\
8: & \Gamma \bar{A} \rightarrow B \Gamma \rightarrow (A \vee B) \quad (^2),
\end{array}
$$

sont des suites de séquences.

Une suite de séquences est une *dérivation à partir des séquences* $\mathfrak{A}_1, \ldots, \mathfrak{A}_n$ si et seulement si pour chaque terme $\mathfrak{B}$ de cette suite,

(α) ou bien $\mathfrak{B}$ est l'une des séquences $\mathfrak{A}_1, \ldots, \mathfrak{A}_n$;

(β) ou bien il existe une sous-suite de la suite de séquences considérée qui est de l'une des formes 0-8 et dont le dernier terme est $\mathfrak{B}$.

Ainsi :

$$A \rightarrow AA\bar{B} \rightarrow AA\bar{A} \rightarrow BA \rightarrow (A \vee B)(A \vee B) \rightarrow C(A \vee B)A \rightarrow CA(A \vee B) \rightarrow CA \rightarrow C$$

est une dérivation à partir de $(A \vee B) \rightarrow C$; c'est en effet une suite de séquences dont les termes sont $A \rightarrow A$, $A\bar{B} \rightarrow A$, $A\bar{A} \rightarrow B$, $A \rightarrow (A \vee B)$, $(A \vee B) \rightarrow C$, $(A \vee B)A \rightarrow C$, $A(A \vee B) \rightarrow C$, $A \rightarrow C$, et les sous-suites $A \rightarrow A$, $A \rightarrow AA\bar{B} \rightarrow A$, $A\bar{B} \rightarrow AA\bar{A} \rightarrow B$, $A\bar{A} \rightarrow BA \rightarrow (A \vee B)$, $(A \vee B) \rightarrow C(A \vee B)A \rightarrow C$, $(A \vee B)A \rightarrow CA(A \vee B) \rightarrow C$, $A \rightarrow (A \vee B)A(A \vee B) \rightarrow CA \rightarrow C$, sont de la forme 0, 1, 4, 8, 1, 2, 3 respectivement.

On étend cette définition au cas où $n = 0$, c'est-à-dire au cas où tout terme de la suite de séquences considérée satisfait à la condition (β); on dit alors que la suite de séquences est une *dérivation*.

— Les *thèses :* toute thèse est le dernier terme d'une dérivation.

Ainsi, $A \rightarrow A$ est une thèse quelle que soit la formule A; comme

$$A \rightarrow AA\bar{B} \rightarrow AA\bar{A} \rightarrow BA \rightarrow (A \vee B)$$

est une dérivation, $A \rightarrow (A \vee B)$ est une thèse.

— Les *règles :* $\mathfrak{A}_1 \ldots \mathfrak{A}_n \mathfrak{B}$ est une règle s'il existe une dérivation à partir de $\mathfrak{A}_1, \ldots, \mathfrak{A}_n$ dont le dernier terme est $\mathfrak{B}$.

Ainsi, tous les mots de l'une ou l'autre des formes 1 — 8 sont des règles; $(A \vee B) \rightarrow CA \rightarrow C$ est une règle (³).

2. Soit $\mathfrak{T}$ une théorie mathématique *classique*, quelconque à ceci près qu'elle contient, avec toutes propositions A, B, les propositions « non » A, A « et » B, A « ou » B. On peut interprétér les formules du système $\mathfrak{A}$ par les propositions de la théorie $\mathfrak{T}$ (⁴) et toute séquence $A_1 \ldots A_m \rightarrow A$ par l'énoncé « (l'interpré-

tation de) A est conséquence (des interprétations) de $A_1, \ldots, A_m$ ». Toute suite de séquences $A_1 \ldots A_m \rightarrow A \ldots B_1 \ldots B_n \rightarrow B C_1 \ldots C_r \rightarrow C$ est alors interprétée par l'énoncé : « si A est conséquence de $A_1, \ldots, A_m, \ldots$, et si B est conséquence de $B_1, \ldots, B_n$, alors C est conséquence de $C_1, \ldots, C_r$ ». On appelle cette interprétation *l'interprétation principale de* $\mathfrak{A}$.

Il est clair, d'une part, que les thèses et les règles de $\mathfrak{A}$ sont interprétées par des énoncés vrais; en particulier si les interprétations de $A_1, \ldots, A_m$ sont des axiomes de $\mathfrak{T}$ et si $A_1 \ldots A_m \rightarrow A$ est une thèse de $\mathfrak{A}$, l'interprétation de A est un théorème de $\mathfrak{T}$. D'autre part, les interprétations des thèses ou règles des formes 0-8 paraissent être les conditions minimales exigibles d'une relation entre propositions de la théorie $\mathfrak{T}$ pour qu'on puisse la considérer comme une relation *d'hypothèses à conséquences*.

3. Une formule A du système $\mathfrak{A}$ telle que la séquence $\Gamma \rightarrow A$ est une thèse quelle que soit la suite de formules Γ, est appelée une *conséquence universelle*. On montre facilement qu'une formule est une conséquence universelle si et seulement si elle est une tautologie dans l'interprétation principale de $\mathfrak{A}$; on utilise d'une part une méthode due à Kalmár (⁵) et d'autre part le :

Lemme. — *On peut remplacer* 0-8, *dans la définition des dérivations, par :*

9 : $\Gamma \rightarrow A$, *quelle que soit la suite de formules* Γ, *si l'interprétation de* A *est une tautologie*;

10 : $\Gamma A \rightarrow B \Gamma \rightarrow (\bar{A} \vee B)$,

11 : $\Gamma \rightarrow (\bar{A} \vee B) \Gamma A \rightarrow B$.

12 : $\Gamma \rightarrow A \Gamma \rightarrow (\bar{A} \vee B) \Gamma \rightarrow B$.

Le système $\mathfrak{A}$ est donc équivalent, en un certain sens au calcul des propositions classique.

4. Le système $\mathfrak{A}$ diffère du système LK de Gentzen et des systèmes analogues (⁶) par le fait surtout que $\Gamma \rightarrow \Delta$ est une séquence de $\mathfrak{A}$ si et seulement si Γ est une suite finie, non vide, de formules et Δ une suite à un seul terme. Cette restriction a pour effet de faciliter l'interprétation de $\mathfrak{A}$; elle ne fait obstacle en rien à la démonstration du

Théorème fondamental. — *Si l'on remplace dans la définition des dérivations, la règle* 3 *par la règle* 4* : $\Gamma A \rightarrow \bar{B} \Gamma B \rightarrow \bar{A}$, *l'ensemble des thèses n'est pas modifié* (⁷).

Il est facile d'étendre le système $\mathfrak{A}$ en un système équivalent au calcul des prédicats du premier ordre.

(¹) Comme on sait, les symboles (,) sont inutiles si l'on utilise la notation de Łukasiewicz; leur seul intérêt est de faciliter la lecture des mots.

(²) On pourra imaginer, pour faciliter la lecture, que les suites de séquences 1-8 sont écrites sous la forme

$$\frac{\Gamma \rightarrow A}{\Gamma B \rightarrow A}, \quad \frac{\Gamma A B \Delta \rightarrow C}{\Gamma B A \Delta \rightarrow C}, \quad \frac{\Gamma \rightarrow A \quad \Gamma A \rightarrow B}{\Gamma \rightarrow B}, \quad \ldots.$$

(3) On peut la noter $\frac{(A \vee B) \rightarrow C}{A \rightarrow C}$; *cf.* (2).

(4) On interprète alors —, &, $\vee$ par « non », « et », « ou ».

(5) L. KALMÁR, *Acta Scient. Math. Szeged*, 7, 1935, p. 222-243.

(6) La traduction du Mémoire de G. GENTZEN : *Recherches sur la déduction logique* par R. FEYS et J. LADRIÈRE, Paris, 1955, contient une bibliographie.

(7) Comme dans le système proposé par O. Ketonen [*cf.* (6)] les règles 2, 4*, 4-8 sont réversibles. La recherche d'une dérivation utilisant les règles 1, 2, 4*, 4-8 ressemble beaucoup à la formation d'un « tableau sémantique » (*cf.* E.W. BETH, *Semantic entailment and formal derivability*, Amsterdam, 1955).

ALGÈBRE. — *A propos de la localisation des zéros de la dérivée du polynome caractéristique d'une matrice.* Note de M. **MAURICE PARODI**, présentée par M. Henri Villat.

Dans un travail antérieur (1), en utilisant un résultat de Jensen, nous avons défini la région du plan complexe où se situaient les zéros complexes de la dérivée $f'(z)$ du polynome caractéristique $f(z)$ d'une matrice dont les éléments appartiennent au corps des nombres réels. Nous nous proposons, ici, dans l'hypothèse où les éléments de la matrice appartiennent au corps des nombres complexes, de préciser la localisation des zéros de $f'(z)$ telle qu'elle résulte du théorème de Gauss-Lucas.

On sait qu'une matrice carrée A d'ordre n étant donnée, ses valeurs caractéristiques se trouvent, par exemple, dans le domaine (D) formé par la réunion des n circonférences de Gerchgorin (C_i) d'équations

$$(1) \qquad |a_{ii} - z| \leq \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n} |a_{ij}| \qquad (i = 1, 2, \ldots, n).$$

D'après le théorème de Gauss-Lucas, le domaine (D') des zéros de la dérivée $f'(z)$ du polynome caractéristique de A est délimité par la plus petite courbe convexe contenant les n domaines circulaires définis par les équations (1).

En nous appuyant sur diverses propriétés des polynomes signalées par MM. Marden et Walsch, nous allons montrer qu'il est possible de donner le nombre minimum ou maximum des zéros de $f'(z)$ se trouvant dans certaines régions de (D').

1. M. Marden a montré qu'étant donné un polynome $f(z)$ de degré n, s'il existe un cercle (C) de rayon R, contenant p zéros de $f(z)$, le cercle (C') concentrique et de rayon

$$(2) \qquad R' = R \operatorname{cosec} \frac{\pi}{2(n-p+1)},$$

contient au moins $p - 1$ zéros de sa dérivée (2).

Dans ces conditions, supposons, par exemple, que le domaine (D) de Gerchgorin se décompose en k domaines *disjoints* (D_1), (D_2), ..., (D_k), le premier formé par p_1 circonférences dont l'une (Γ_1), de rayon R_1, contient les $p_1 - 1$ autres, le second formé par p_2 circonférences dont l'une (Γ_2), de rayon R_2, contient les $p_2 - 1$ autres et ainsi de suite, avec

$$p_1 + p_2 + \ldots + p_k = n.$$

Dans chaque domaine (D_μ) se trouvent p_μ valeurs caractéristiques de $A(\mu = 1, 2, \ldots, k)$.

D'après le théorème de M. Marden, les circonférences (Γ'_μ) concentriques aux circonférences (Γ_μ) et de rayons R' donnés par la formule (2), contiennent au moins $p_\mu - 1$ zéros de $f'(z)$.

Il en résulte que l'intersection du domaine (D') *de Gauss-Lucas et de la circonférence* $(\Gamma'_\mu)(\mu = 1, 2, \ldots, k)$ *contient au moins* $p_\mu - 1$ *zéros de* $f'(z)$, *si toutefois les* k *circonférences* (Γ'_μ) *sont disjointes et que la portion du domaine* (D') *extérieure aux* k *circonférences* (Γ'_μ) *contient au plus* k *zéros de* $f'(z)$.

Dans le cas particulier où plusieurs circonférences (Γ'_μ) ont une région commune, le nombre minimum de zéros de $f'(z)$ situés dans cette région est évidemment égal au plus grand des nombres $p_\mu - 1$ correspondants.

Remarquons de plus, que si le nombre des domaines circulaires (D_μ) précédemment considérés, se réduit à deux ($k = 2$), une proposition, due à M. Walsch [2], permet de compléter les résultats précédents.

Ce dernier a en effet montré que si p zéros d'un polynome $f(z)$ de degré n, se situent dans une circonférence (Γ_1) de centre ω_1 et de rayon R_1 et les $n - p$ autres dans une circonférence (Γ_2) de centre ω_2 et de rayon R_2, les zéros de $f'(z)$ se trouvent soit dans la circonférence (Γ_1), soit dans la circonférence (Γ_2), soit dans une circonférence (Λ) de centre

$$\omega = \frac{p\omega_2 + (n-p)\omega_1}{n}$$

et de rayon

$$\rho = \frac{pR_2 + (n-p)R_1}{n},$$

cette circonférence étant tangente aux tangentes extérieures communes à (Γ_1) et (Γ_2).

En traçant le cercle (Λ), on pourra donc améliorer la localisation des zéros de la dérivée du polynome caractéristique d'une matrice.

2. Plus généralement, M. Marden a montré [4] que si une région convexe (Ω) contient p zéros d'un polynome $f(z)$; de degré n, la région (Ω') délimitée par la courbe lieu des points d'où l'on voit la frontière de (Ω) sous l'angle $\pi/(n - p + 1)$, contient au moins $p - 1$ zéros de $f'(z)$.

Dans le cas où le domaine (D) se décompose en diverses régions *disjointes*,

il est donc possible, comme plus haut, de préciser le nombre minimum ou maximum de zéros de la dérivée du polynome caractéristique d'une matrice qui se trouvent dans certains sous-domaines de (D').

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2764.
(2) *Trans. Amer. math. Soc.*, 45, 1939, p. 355.
(3) *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 8, 1922, p. 139.
(4) *Loc. cit.*

(12, *avenue Alphand, Paris*, 16e.)

ALGÈBRE. — *Solution du problème d'inversion d'une classe importante de matrices.* Note de M. **Mirko Stojaković**, présentée par M. Joseph Pérès.

On sait que le problème d'interpolation par polynomes se réduit au problème d'inversion d'une matrice du type

$$V_n = [v_{ij}] = [x_{i-1}^{j-1}] \qquad (i, j = 1, 2, \ldots, n+1;\ x_j^0 \equiv 1),$$

de façon que, si

$$f(x) = \sum_{\nu=0}^{n} a_\nu x^\nu$$

est le polynome d'interpolation qui pour $x = x_k$ a la valeur $y = y_k$, c'est-à-dire, si

$$y_k = \sum_{\nu=0}^{n} a_\nu x_k^\nu \qquad (k = 0, 1, 2, n); \qquad x_i \neq x_j \quad \text{si} \quad i \neq j,$$

alors

$$\alpha = V_n^{-1}\eta; \qquad \alpha \equiv (a_0, a_1, \ldots, a_n), \qquad \eta \equiv (y_0, y_1, \ldots, y_n),$$

et ensuite

$$f(x) = \langle V_n^{-1}\eta, \xi(x)\rangle; \qquad \xi(x) \equiv (1, x, \ldots, x^n),$$

où $\langle \alpha, \beta\rangle$ est le produit intérieur des vecteurs α, β. A cause de difficultés liées à l'évaluation de la matrice V_n^{-1} on a inventé d'autres méthodes (par exemple la méthode de Lagrange ou de Newton) qui donnent le polynome sous forme spéciale.

Nous avons trouvé la forme explicite très simple de la matrice V_n^{-1} et un procédé progressif de formation de la matrice V_{n+1}^{-1}, la matrice V_n^{-1} étant connue par hypothèse.

Définition 1. — Soit $S_{\nu,n}$ la fonction élémentaire symétrique (complète) d'ordre ν, des quantités $x_0, x_1, \ldots, x_n$; $\nu = 0, 1, \ldots, n, n+1$; $S_{0,n} \equiv 1$.

Définition 2. — Soit $S_{\nu,\mu,n}$ la fonction élémentaire symétrique (incomplète) d'ordre ν, des quantités x_i de la suite $x_0, x_1, \ldots, x_n$ de laquelle on a d'abord

éloigné la quantité x_μ, μ désignant un des nombres 0, 1, ..., n.

THÉORÈME 1 :

$$a. \qquad S_{n,\nu,n} = x_n S_{n-1,\nu,n-1} \qquad (\nu = 0, 1, \ldots, n-1).$$

$$b. \qquad S_{n,n,n} = x_\nu S_{n-1,\nu,n-1} \qquad (\nu = 0, 1, \ldots, n-1).$$

$$c. \qquad S_{n-k,n,n} = \frac{1}{k} \sum_{\nu=0}^{n-1} S_{n-k,\nu,n-1} \qquad (k = 1, 2, \ldots, n-1).$$

$$d. \qquad S_{n-k,\nu,n} = x_n S_{n-k-1,\nu,n-1} + S_{n-k,\nu,n-1} \qquad (\nu = 0, 1, \ldots, n-1).$$

$$e. \qquad S_{k,\nu,n} = \sum_{i=0}^{k} (-x_\nu)^i S_{k-i,n}.$$

Définition 3. — Soit S_n la matrice symétrique triangulaire (du type ∇) d'ordre $(n+1)\times(n+1)$ de fonctions élémentaires symétriques complètes, c'est-à-dire

$$S_n = [s_{ij}]; \qquad s_{ij} = \begin{cases} (-1)^{i+j} S_{n+2-i-j,n} & (i+j \leq n+2), \\ 0 & (i+j > n+2). \end{cases}$$

Définition 4. — Soit

$$L_{j,n}(x) = \prod_{\nu=0}^{j-2} (x - x_\nu) \prod_{\nu=j}^{n} (x_\nu - x) \qquad (j = 1, 2, \ldots, n+1).$$

Définition 5. — Soit L_n la matrice diagonale suivante

$$L_n = [l_{ij}]; \qquad l_{ij} = \begin{cases} \dfrac{(-1)^j}{L_{j,n}(x_{j-1})} & (i = j), \\ 0 & (i \neq j). \end{cases}$$

THÉORÈME 2 (fondamental d'inversion explicite) :

$$V_n^{-1} = S_n V'_n L_n.$$

Définition 6. — Soit W_n la matrice-colonne.

$$W_n = \left[\sum_\nu S_{n,\nu,n}, \sum_\nu S_{n-1,\nu,n}, \ldots, \frac{1}{k} \sum_\nu S_{n-k,\nu,n}, \ldots, \frac{1}{n} \sum_\nu S_{0,\nu,n} \right]'.$$

Définition 7. — Soit

$$V_n^* = E_n V_n^{-1} L_n^{-1}; \qquad E_n = [e_{ij}];\ e_{ij} = \begin{cases} (-1)^i & (i = j), \\ 0 & (i \neq j). \end{cases}$$

THÉORÈME 3 (d'inversion progressive) :

$$V_{n+1}^* = \begin{bmatrix} 0 & x_0 S_{n,0,n} \\ V_n^* & W_n \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} x_{n+1} V_n^* & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}.$$

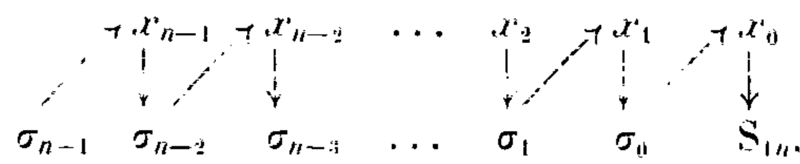
THÉORÈME 4 :

$$V_n^* = [S_{n-i+1,j-1,n}] \qquad (i, j = 1, 2, \ldots, n+1).$$

Dans la matrice S_n apparaissent les quantités $S_{\nu,n}$ (déf. 1). Nous avons

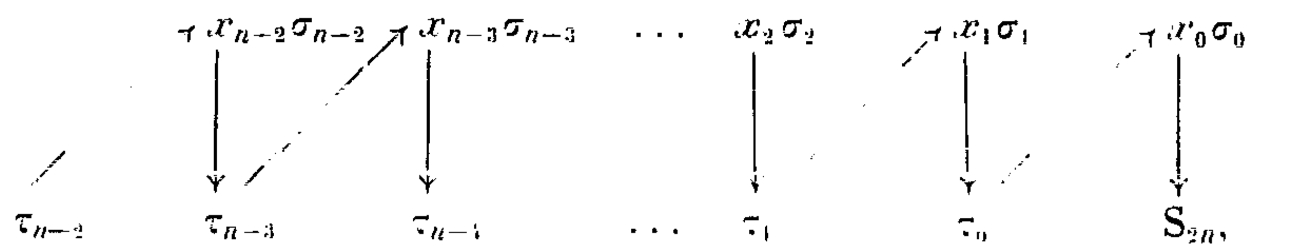
trouvé un algorithme simple d'évaluation de ces quantités, qui, tout en contenant le nombre minimum d'opérations, ne demande pas la formation explicite de produits partiels des quantités x_ν. Nous donnons ici la description de cet algorithme.

On calcule d'abord la valeur $S_{1,n}$ d'après le schéma



où $\sigma_{k-1} = x_n + x_{n-1} + \ldots + x_k$ et où les flèches ↗ dénotent l'addition, les flèches ↓ dénotant le résultat de l'addition précédente.

On calcule alors la valeur S_{2n} en multipliant les quantités par x_k, $k = 0, 1, \ldots, n-1$, et en formant la valeur de la fonction $S_{1,n-1}$ des quantités ainsi obtenues



où $\tau_{k-1} = x_{n-1}\sigma_{n-1} + x_{n-2}\sigma_{n-2} + \ldots + x_k\sigma_k$.

On calcule de la même façon la valeur S_{3n} : on multiplie les quantités τ_k par x_k; $k = 0, 1, \ldots, n - x$ et l'on forme la valeur de la fonction $S_{1,n-2}$ des quantités ainsi obtenues, etc.

Nous avons aussi trouvé un certain nombre d'identités provenant de la relation $V_n V_n^{-1} = I_n$ qui nous a servi pour contrôler les calculs. En se servant de notre algorithme, nous avons calculé les matrices inverses V_n^{-1} de $n = 2$ jusqu'à $n = 12$ dans le cas spécial $x_\nu = \nu + 1$, qui se présente assez souvent dans la pratique. Nous avons enfin trouvé notre algorithme assez commode dans les opérations à l'aide des machines à calculer.

THÉORIE DES GROUPES ABÉLIENS. — *Généralisation aux groupes abéliens de la théorie de F. Riesz.* Note (*) de M. **Mieczyslaw Altman**, présentée par M. Jean Leray.

Dans un article précédent (1), nous avons donné une généralisation de la théorie classique de Riesz-Schauder (2), (3) des équations linéaires dans les espaces de Banach : nous y avons démontré que la puissante méthode de F. Riesz peut être étendue à une classe plus large de transformations, englobant certaines transformations linéaires ayant des annulateurs de dimension infinie. Cette classe contient, par exemple, la sous-classe de toutes les projections linéaires.

Est-il possible de donner une algébrisation complète de la théorie généra-

lisée de Riesz ? C'est-à-dire : est-il possible d'éliminer de cette théorie la topologie de telle façon que subsistent ses théorèmes fondamentaux ?

Nous allons donner à cette question une réponse affirmative. En effet, la méthode de ([1]) a un caractère purement algébrique et cela permet d'étendre la théorie généralisée de Riesz aux groupes abéliens.

Soit X un groupe abélien quelconque et T un endomorphisme de X. Désignons par L_n l'ensemble des valeurs de T^n pour $n = 0, 1, 2, \ldots$:

$$L_n = T^n(X), \qquad L_0 = X,$$

$T^0 = I$ étant l'endomorphisme identique de X. Désignons par G_n l'ensemble des éléments x de X tels que $T^n(x) = 0$, o étant l'élément zéro de X.

Les conditions de chaînes. — Admettons que l'endomorphisme T remplisse les conditions suivantes :

La condition de la chaîne ascendante. — On dit d'un endomorphisme T qu'il remplit la condition de la chaîne ascendante, lorsque la suite

$$O \subset G_1 \subset G_2 \subset \ldots$$

a seulement un nombre fini de termes. Dans ce cas il existe un entier positif q tel que $T^n(x) = 0$ implique $T^q(x) = 0$ pour $n > q$. Le plus petit entier positif q ayant cette propriété est dit l'ordre de l'endomorphisme T. Si T a un ordre q, $T^n(x) = 0$ implique $T^q(x) = 0$ pour $n > q$, et pour $n < q$ il existe un élément x de X tel que $T^{n+1}(x) = 0$, mais $T^n(x) \neq 0$.

La condition de la chaîne descendante. — On dit d'un endomorphisme T qu'il remplit la condition de la chaîne descendante lorsque la suite

$$X = L_0 \supset L_1 \supset L_2 \supset \ldots$$

a seulement un nombre fini de termes.

Considérons désormais une classe d'endomorphismes satisfaisant aux deux conditions de la chaîne ascendante et de la chaîne descendante.

Lemme 1. ([1]). — *Il existe un nombre naturel p tel que* $L_n = L_p$ *pour* $n > p$ *et* $L_{n+1} \neq L_n$ *pour* $n < p$. *En outre,* $p = q$, *où q désigne l'ordre de* T.

Nommons annulateur de T l'ensemble des éléments x de X tels que $T^p(x) = 0$ quand l'entier p est assez grand. Nommons noyau de T l'ensemble $T^p(X)$, le nombre p étant le même que celui du lemme 1.

Lemme 2. — X *est somme directe de l'annulateur et du noyau de* T.

Du lemme 2 résultent « l'alternative de Fredholm » et le

Lemme 3. — *Il existe un endomorphisme unique* $T^{(0)}$ *de* X *qui transforme en lui-même chaque élément du noyau de* T *et qui annule l'annulateur de* T.

En outre : $T^{(0)}T = TT^{(0)}$; $T^{(0)}$ est idempotent, c'est-à-dire $T^{(0)2} = T^{(0)}$.

Admettons que l'endomorphisme T n'est pas nilpotent. Alors :

LEMME 4. — *L'endomorphisme* I — T *admet une décomposition unique en deux composants*

$$I - T = B_1 + B_2,$$

où

1° B_1 *est un endomorphisme de* X *qui annule l'annulateur de* T*;* B_2 *est un endomorphisme de* X *qui annule le noyau de* T.

2° B_1 *coïncide avec* I — T *sur le noyau de* T*;* B_2 *coïncide avec* I — T *sur l'annulateur de* T.

3° $B_1(X)$ *appartient au noyau;* $B_2(X)$ *appartient à l'annulateur;* B_1 *et* B_2 *sont orthogonaux c'est-à-dire* $B_1 B_2 = B_2 B_1 = 0$.

THÉORÈME 1. — *L'endomorphisme* $T_1 = I - B_1$, *où* $B_1 = T^{(0)}(I - T)$, *est un automorphisme de* X. *Les équations* $T^n(x) = 0$ *et* $D^n(x) = 0$, *où* $D = I - B_2$, $B_2 = (I - T^{(0)})(I - T)$, *ont les mêmes solutions. Les équations* $T^n(x) = y$ *et* $D^n(x) = y$ *ont simultanément des solutions où n'en ont pas du tout.*

Théorème fondamental sur la décomposition :

THÉORÈME 2. — *L'endomorphisme* T *admet une décomposition en somme de deux endomorphismes*

$$T = H + K,$$

où H *est un automorphisme de* X *et où l'ensemble* K(X) *des valeurs de* K *est l'annulateur de* T.

Ce théorème sur la décomposition joue un rôle fondamental dans la théorie de Riesz-Schauder

C'est le point de départ dans le travail de Schauder ([3]) qui constitue un important complément de la théorie classique de Riesz.

Dans le cas où X est un espace vectoriel topologique localement convexe et où T est de la forme $T = I - U$, l'endomorphisme U étant complètement continu, l'annulateur de T est un sous-espace de X de dimension finie; le théorème 2 prend donc la forme classique : l'ensemble K(X) des valeurs de K a une dimension finie [*voir* ([6])].

Un exemple très simple satisfaisant aux conditions de cette théorie est donné par un endomorphisme idempotent quelconque P de X. Dans ce cas on a $p = q = 1$. Le théorème de décomposition prend ici une forme très simple :

$$P = I - (I - P),$$

où

$$H = I \quad \text{et} \quad K = -(I - P).$$

On voit aussitôt que les deux conditions de chaîne sont remplies lorsque l'endomorphisme T est de la forme $T = I - V$, où V est un endomorphisme de X dans un sous-groupe de X d'ordre fini.

(*) Séance du 27 janvier 1958.

(1) M. ALTMAN, *Studia Math.*, 15, 1956, p. 131-135.

(2) F. RIESZ, *Acta Math.*, 41, 1918, p. 71-98.

(3) J. SCHAUDER, *Studia Math.*, 2, 1930, p. 183-186.

(4) Les lemmes 1 et 2 sont connus; pour la démonstration voir (5) et (2).

(5) N. JACOBSON, *The theory of rings*, *Ann. Math. Soc.*, New-York, 1943, p. 9.

(6) J. LERAY, *Acta Scient. Math.*, 12 B, 1950, p. 177-186.

ANALYSE HARMONIQUE. — *Sur l'analyse harmonique dans les groupes localement compacts.* Note (*) de M. **Rudi Hirschfeld**, transmise par M. Joseph Kampé de Fériet.

Définition des fonctions de Besicovitch dans un groupe localement compact quelconque; on obtient leurs séries de Fourier et l'on établit un théorème de Riesz-Fischer dans cette classe de fonctions.

1. Soient G un groupe localement compact, μ sa mesure de Haar à gauche [(1), chap. VI] et $\{U_t;\ t>0\}$ une famille d'ouverts non vides aux fermetures compactes. Nous supposons (2) :

a. Pour $\varepsilon>0$ et $y\in G$ il y a un nombre $a>0$ tel que ($\Delta=$ différence symétrique) :

$$\mu(y\,U_t\,\Delta U_t)<\varepsilon,\mu(U_t)\ \text{dès que}\ t\geqq a.$$

b. Pour $c>0$ et $\varepsilon>0$, il existe $b>0$ tel que pour tout $t\geqq b$ on puisse trouver des éléments $x_1, \ldots, x_n$, en nombre fini, dans G, vérifiant

$$x_i\,U_c\cap x_j\,U_c=\emptyset\quad (i\neq j)\qquad \text{et}\qquad \mu(U_t\,\Delta U_{i=1}^{i=n}\,x_i\,U_t)<\varepsilon\mu(U_t).$$

Pour une fonction f sur G, à valeurs complexes et mesurable dans chaque U_t, nous définissons

$$\overline{M}_x\{f(x)\}=\limsup_{t\to\infty}\frac{1}{\mu(U_t)}\int_{U_t}f(x)\,d\mu(x)$$

et de même $M_x\{f(x)\}$, lorsque la limite existe. On doit à M. Struble [(2), th. 1)] :

LEMME. — *Pour une fonction φ mesurable presque périodique* (p. p.), $M(\varphi)$ *existe et coïncide avec la valeur moyenne de φ* [(3), § 9]*; il en résulte l'indépendance de* $M(\,.\,)$ *du choix particulier de la famille* $\{U_t\}$.

2. Considérons les fonctions f mesurables dans G, à puissance $p^{\text{ième}}$ intégrable ($p\geqq 1$) dans chaque U_t et approximables par une suite de fonctions p. p. continues φ_n;

$$\|f-\varphi_n\|_p=\left[\overline{M}_x\{|f(x)-\varphi_n(x)|^p\}\right]^{\frac{1}{p}}.$$

Alors, l'ensemble de ces fonctions (ou plus exactement des classes d'équivalence mod. les fonctions nulles) sera un espace linéaire normé que nous dési-

gnerons par B^p; sur la droite, B^p devient l'espace classique de Besicovitch ([4]).

THÉORÈME 1. — *Soit* $D^{(\nu)}(x)$ *un système complet de représentations unitaires irréductibles de* G, *de degrés* $s^{(\nu)}$. *Alors tout* $f \in B^p$ *a une série de Fourier :*

$$(1) \qquad f(x) \sim \sum_{\nu} s^{(\nu)} \sum_{\rho,\sigma=1}^{\rho,\sigma=s^{(\nu)}} a^{(\nu)}_{\rho,\sigma} D^{(\nu)}_{\rho,\sigma}(x).$$

Cela veut dire que $a^{(\nu)}_{\rho,\sigma} = M_x\{f(x)\,\overline{D^{(\nu)}_{\rho,\sigma}(x)}\}$ existe pour tout $D^{(\nu)}$ [(3), p. 12] et $=0$ pour tout ν, à l'exception d'un nombre dénombrable au plus, $\nu_1, \nu_2, \ldots$. En effet, grâce au lemme ci-dessus, on peut utiliser l'idée de la démonstration dans [(5), p. 262] pour la droite. L'unicité de ce développement, ou encore la relation de Parseval [(3), p. 127] est immédiate.

3. Plusieurs auteurs, par exemple [(1), § 41] ont indiqué comment le groupe peut être compactifié par l'ensemble P*p* de ses fonctions p. p. continues, de façon qu'il existe un groupe compact M, unique à un isomorphisme près, et un homomorphisme continu α, tels que le groupe $\alpha(G)$ soit dense dans M et qu'on ait $\varphi \in Pp$ si et seulement si $\varphi(x) = \hat{\varphi}[\alpha(x)]$, $\hat{\varphi}$ appartenant à la classe C(M) des fonctions continues dans M. Comme la mesure de Haar $\hat{\mu}$ dans M est unique, $\hat{\mu}(M) = 1$; il s'ensuit du lemme que $M(\varphi) = \int \hat{\varphi}\, d\hat{\mu}$. L'application $\varphi \to \hat{\varphi}$ de P*p* dans C(M) est biunivoque, linéaire et isométrique, C(M) étant muni de la norme uniforme. Nous voulons prolonger cette application de B^p dans $L^p(M, \mu)$. La méthode de M. E. Følner [(6), p. 20] s'applique après des changements évidents : il existe une application $f \to \hat{f}$ isomorphe de B^p dans $L^p(M, \hat{\mu})$, telle que $\|f\|_p = \|\hat{f}\|_{L^p}$.

4. Par conséquent, l'espace normé B^p est complet (espace de Banach; pour la droite, cette proposition a été démontrée dans [(4), p. 54] mais d'une façon tout à fait différente).

THÉORÈME 2 (Riesz-Fischer-Besicovitch). — *Soient :*

a. $D^{(\nu)}(x)$ *un système complet de représentations unitaires irréductibles de* G, *de degrés* $s^{(\nu)}$;

b. $(a^{\nu}_{\rho,\sigma})$ *des matrices, aussi d'ordres* $s^{(\nu)}$, *telles que la série*

$$\sum s^{(\nu)} \| (a^{(\nu)}_{\rho,\sigma}) \|^2.$$

converge où $\| \,.\, \|$ *dénote la norme matricielle*, $\left[\sum_{\rho,\sigma=1}^{\rho,\sigma=s^{(\nu)}} |a^{(\nu)}_{\rho,\sigma}|^2\right]^{1/2}$. *Alors, il existe une et une seule, fonction f dans* B^2 *pour laquelle le développement de Fourier est donné par* (1).

En effet il découle de notre hypothèse que les sommes partielles de cette série forment une suite de Cauchy. B^2 étant complet, la limite f de cette suite, existe; elle satisfait à toutes nos conditions [(4), p. 57]. On voit que la série d'une fonction dans B^2 converge vers cette fonction dans la métrique de B^2.

Ajoutons que, muni de la convolution moyenne $(f\star g)(x)=M_y\{f(y)g(y^{-1}x)\}$, B^2 est une algèbre hilbertienne [([1]), § 27] et tout idéal bilatère minimal et fermé ne comprend que des fonctions continues.

Évidemment, la théorie ci-dessus est vide dans le cas des groupes minimalement presque périodiques; elle devient optimale pour les groupes qui sont produit direct d'un groupe compact et d'un nombre fini de translations de la droite [*voir* ([7])].

(*) Séance du 17 février 1958.

([1]) L. H. Loomis, *An introduction to abstract harmonic analysis*, New York, 1953.

([2]) R. A. Struble, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 39, 1953, p. 122-126.

([3]) W. Maak, *Fastperiodische Funktionen*, Berlin, 1950.

([4]) H. Bohr et F. Følner, *Acta Math.*, 76, 1944, p. 31-155.

([5]) A. S. Besicovitch et H. Bohr, *Acta Math.*, 57, 1931, p. 203-292.

([6]) E. Følner, *Dan. Mat. Fys. Medd.*, 29, 1954, n° 1.

([7]) H. Freudenthal, *Ann. Math.*, 37, 1936, p. 57-77.

TOPOLOGIE. — *Rapports entre calculs propositionnels modaux et topologie impliqués par certaines extensions de la méthode des tableaux sémantiques. Système de Feys-von Wright.* Note de M. **Marcel Guillaume**, présentée par M. Paul Montel.

Envisageons le système baptisé « logique t » par R. Feys ([1]) et retrouvé par G. H. von Wright sous le nom de « système *M* » ([2]), ([3]), sous la forme que ce dernier lui donne ([2]), à ceci près que : 1° seuls sont regardés comme « primitifs » $\sim$, &, et *M* (possibilité), les symboles abréviateurs $\vee$, $\rightarrow$, $\leftrightarrow$, et *N* étant définis de la façon habituelle; 2° les axiomes des groupes *A*, *B* et *C* sont regardés comme des *schémas d'axiomes* où figurent des formules *quelconques au sens de la logique modale*, de telle sorte que 3° la seule « règle de transformation » du groupe *A* est le *modus ponens*. Appelons *anneau à semi-adhérence* un anneau *booléien* B muni d'une application C (*semi-adhérence*) de B dans B telle que ([4]) : (SA1) $x \leqq Cx$ pour tout $x \in B$; (SA2) $C\sup(x, y) = \sup(Cx, Cy)$ pour tout $(x, y) \in B^2$; (SA3) $Co = o$, et *préhomomorphisme* toute application φ de l'ensemble F des formules de la logique modale dans un tel anneau vérifiant ([4]) (PH1) $\varphi(\sim f) = \varphi(f)'$ pour toute $f \in F$, (PH2) $\varphi(f_1 \& f_2) = \varphi(f_1)\varphi(f_2)$ pour tout $(f_1, f_2) \in F^2$, et (PH3) $\varphi(Mf) = C\varphi(f)$ pour toute $f \in F$: on a, quasitrivialement à partir de l'axiomatique choisie, le

Théorème 1. — *Si la formule f est M-démontrable, on a* $\varphi(f) = 1$, *quels que soient l'anneau à semi-adhérence* B *et le préhomomorphisme* φ *de* F *dans* B.

Deux ensembles de formules P et Q finis, tels que $P \cup Q \neq \emptyset$, forment la *conséquence* $P \vdash Q$, *M-exacte* si toute *M-valuation* (application de F sur l'anneau à deux éléments $Z/(2)$ vérifiant (PH1) et (PH2) et prenant la valeur 1

pour toute formule M-démontrable) égale à 1 pour toute $f \in P$ prend cette valeur pour au moins une formule de Q. Cela est trivialement le cas quand $P \vdash Q$ est *close*, c'est-à-dire telle que $P \cap Q \neq \emptyset$; la formule f est M-démontrable, si et seulement si la conséquence $\emptyset \vdash f$ est M-exacte.

Si $P \vdash Q$ non close vérifie les conditions au-dessus de la ligne de l'un des schémas qui suivent, elle possède un *chaînon de saturation* : l'ensemble *ordonné* se composant de $P \vdash Q$, premier élément, et des conséquences en dessous de la ligne de ce schéma, éléments maximaux :

$$\frac{\sim f \in P \text{ et } f \notin Q}{P \vdash Q, f}, \quad \frac{f_1 \,\&\, f_2 \in P \text{ et } \{f_1, f_2\} \not\subset P}{P, f_1, f_2 \vdash Q}, \quad \frac{\sim f \in Q \text{ et } f \notin P}{P, f \vdash Q}$$

$$\frac{f_1 \,\&\, f_2 \in Q \text{ et } \{f_1, f_2\} \cap Q = \emptyset}{P \vdash Q, f_1 \text{ et } P \vdash Q, f_2}, \quad \frac{Mf \in Q \text{ et } f \notin Q}{P \vdash Q, f}.$$

Si $P \vdash Q$ ne possède pas de chaînon de saturation, on la dira *saturée*.

Si R est un ensemble de formules, soit R^* l'ensemble des formules f telles que $Mf \in R$. Étant donné une conséquence $P \vdash Q$, le *chaînon de M-résolution* de $P \vdash Q$ sera l'ensemble *ordonné* se composant de $P \vdash Q$, premier élément, et des conséquences $f \vdash Q^*$, où $f \in P^*$, éléments maximaux. Si le chaînon de M-résolution de $P \vdash Q$ se réduit à $P \vdash Q$, ou si $P \vdash Q$ est close, on dira que $P \vdash Q$ est *M-résolue*.

Si E est un ensemble ordonné, le *chaînon de précession* (resp. *de succession*) d'un $x \in E$ sera la réunion de $\{x\}$ et de l'ensemble des minorants (resp. majorants) stricts maximaux (resp. minimaux) de x; l'application D, qui, à $A \subset E$, fait correspondre la *réunion* DA des chaînons *de précession* de tous les $x \in A$, est visiblement une *semi-adhérence* de $\mathfrak{P}(E)$ dans lui-même. Un ensemble sera dit de type μ, s'il est *fini*, et muni d'un *ordre* avec *premier* élément et pour lequel le chaînon *de précession* d'un *quelconque* de ses éléments contient *au plus deux* éléments ; un *espace semi-topologique de type* μ sera un ensemble de type μ *muni de la structure déterminée par la semi-adhérence* D.

Pour toute $P \vdash Q$, il existe au moins un *arbre de M-résolution* de $P \vdash Q$: un ensemble maximal *d'occurrences* de conséquences, de type μ, dont le premier élément est une occurrence de $P \vdash Q$, et dont tout élément non maximal est une occurrence d'une conséquence $P' \vdash Q'$ non M-résolue et a pour chaînon de succession, si $P' \vdash Q'$ n'est pas saturée, un des chaînons de saturation de $P' \vdash Q'$, et si $P' \vdash Q'$ est saturée, le chaînon de M-résolution de $P' \vdash Q'$. D'un tel ensemble E, une partie A sera *démonstrative* (resp. *constructive*) si 1° A contient le premier élément de E, 2° lorsque A contient une occurrence Γ d'une conséquence $P' \vdash Q'$ saturée et non M-résolue (resp. non saturée), A contient *exactement deux* éléments du chaînon de succession de Γ, et 3° pour toute autre $\Gamma \in A$, A contient le chaînon de succession de Γ; le *tableau sémantique* T de E sera l'ensemble (jamais vide) des occurrences de conséquences *saturées* de E, *muni de l'ordre induit;* une partie démonstrative (resp.

constructive) de T sera la trace (jamais vide) d'une partie de même nom de E sur T; l'intersection d'une partie démonstrative de T et d'une partie constructive de T est toujours une *branche* (partie totalement ordonnée maximale) de T. Un ensemble d'occurrences de conséquences saturées sera un *M-tableau sémantique réduit* ([5]) (*M*-tsr), s'il est le tableau sémantique d'un arbre de *M*-résolution; il sera *clos* s'il possède une partie *démonstrative* dont *tous* les éléments *maximaux* sont des occurrences de conséquences *closes*. Une espèce de « descente infinie » mène alors sans difficulté au

THÉORÈME 2. — *Si* P ⊢ Q *possède* un *M-tsr* clos, *elle est M*-exacte ([6]).

Pour qu'un *M*-tsr *ne soit pas* clos, il faut et il suffit qu'il possède une partie *constructive* A dont *aucun* élément ne soit une occurrence d'une conséquence *close*. Mais alors, A est un *espace semi-topologique de type* μ; et le préhomomorphisme ψ de F dans $\mathfrak{P}(A)$ ([7]), tel que si a est une variable propositionnelle, $\psi(a)$ est l'ensemble des occurrences Γ des conséquences P′ ⊢ Q′ telles que $\Gamma \in A$ et $a \in P'$, vérifie, pour toute occurrence Γ d'une conséquence P′ ⊢ Q′ dans A, $P' \subset \overset{-1}{\psi}(\Gamma)$ et $Q' \cap \overset{-1}{\psi}(\Gamma) = \emptyset$. De là, résulte, *via* le théorème 1, que la *fonction caractéristique* de $\overset{-1}{\psi}(\Gamma_0)$ (Γ_0 premier élément de A) est une *M*-valuation χ pour laquelle $\chi(P) = \{1\}$ et $\chi(Q) = \{0\}$. On en déduit les

THÉORÈME 3. — *Si* P ⊢ Q *possède* un *M-tsr* non *clos*, *elle* n'est pas *M-exacte*.

THÉORÈME 4. — *Pour que la formule f soit M-démontrable, il faut* et il suffit *qu'on ait* $\varphi(f) = E$, *quels que soient* l'espace semi-topologique de type μ E *et le préhomomorphisme* φ *de* F *dans* $\mathfrak{P}(E)$.

(1) R. FEYS, *Revue néoscolastique de philosophie*, 40, 1937, p. 517-533 et 41, 1938, p. 217-252.

(2) Notations, alphabet, définition de la formule, axiomatique des pages 84 et 85 de G. H. VON WRIGHT, *An Essay in Modal Logic*, Studies in Logic and the Foundations of Mathematics (North Holland Publ., Amsterdam, 1951).

(3) L'équivalence a été démontrée par B. SOBOSCINSKI, *The Journal of Computing Systems*, 1, n° 3, 1953, p. 171-178.

(4) Il s'agit de la relation d'ordre, du zéro, et de la complémentation de l'anneau booléien.

(5) Généralisation (plus économique que d'autres à certains égards) de la notion de tableau sémantique, telle qu'on peut la trouver, p. ex. dans E. W. BETH, *La Crise de la Raison et la Logique*, Gauthier-Villars, Paris, et Nauwelaerts, Louvain (1957), pour le cas classique (on n'envisage ici que des calculs propositionnels).

(6) Les théorèmes 2 et 3 recoupent des résultats correspondants pour le calcul t^* (« calcul de conséquences » pour la logique t) de S. KANGER, *Probability in Logic* (Acta Univ. Stockholmiensis 1, Almquist et Wiksell, Stockholm, 1957), dont les règles, équivalentes à celles de saturation et *M*-résolution, sont employées différemment; le théorème 4 est intrinsèquement lié, par contre, à la notion de *M*-tsr ici définie.

(7) Donc, tel que $\psi(Mf) = D\,\psi(f)$ pour toute $f \in F$.

TOPOLOGIE. — *Bases semblables et isomorphismes dans les espaces de Fréchet.* Note (*) de M. **Maynard G. Arsove**, présentée par M. Maurice Fréchet.

On généralise aux espaces de Fréchet abstraits une théorie déjà établie pour l'espace des fonctions entières. Si deux espaces de Fréchet admettent des bases, on peut caractériser les isomorphismes entre les espaces par des relations entre les bases.

1. Soient $\mathfrak{U}$ et $\mathfrak{V}$ deux espaces de Fréchet sur le même corps α des nombres (réels ou complexes) (1), et soient $\{u_n\}$ et $\{v_n\}$ deux suites croissantes de semi-normes continues, définissant les topologies dans les espaces correspondants. Les suites de nombres dans α seront désignées par $\{a_n\}$.

2. L'idée-clé de la théorie est celle des suites semblables, que voici.

Définition 1. — On dit que deux suites $\{x_n\}$ et $\{y_n\}$ dans $\mathfrak{U}$ et $\mathfrak{V}$, respectivement, sont *semblables* si la convergence de l'une des séries $\sum_{n=1}^{\infty} a_n x_n$, $\sum_{n=1}^{\infty} a_n y_n$ entraîne toujours celle de l'autre.

En exigeant que $\{x_n\}$ soit une base, on arrive à caractériser les isomorphismes de $\mathfrak{U}$ sur $\mathfrak{V}$ au moyen de bases semblables.

Théorème 1. — *Soit $\{x_n\}$ une base dans $\mathfrak{U}$. Si* T *est un isomorphisme de $\mathfrak{U}$ sur $\mathfrak{V}$ et $y_n = \mathrm{T}x_n (n = 1, 2, \ldots)$, la suite $\{y_n\}$ est une base dans $\mathfrak{V}$ semblable à $\{x_n\}$. Inversement, si $\{y_n\}$ est une base dans $\mathfrak{V}$ semblable à $\{x_n\}$, il existe un isomorphisme* T *de $\mathfrak{U}$ sur $\mathfrak{V}$ telle que $y_n = \mathrm{T}x_n (n = 1, 2, \ldots)$.*

Pour la démonstration on s'appuie sur les deux lemmes suivants :

Lemme 1. — *Soient $\{x_n\}$ et $\{y_n\}$ des bases dans $\mathfrak{U}$ et $\mathfrak{V}$, respectivement. Pour que $\{x_n\}$ et $\{y_n\}$ soient semblables, il faut et il suffit qu'à tout indice p, il corresponde des indices q et j et un nombre positif* M *tels qu'on ait*

$$u_p\left(\sum_{n=j}^{k} a_n x_n\right) \leq \mathrm{M}\, v_q\left(\sum_{n=j}^{k} a_n y_n\right)$$

et

$$(\beta) \qquad v_p\left(\sum_{n=j}^{k} a_n y_n\right) \leq \mathrm{M}\, u_q\left(\sum_{n=j}^{k} a_n x_n\right)$$

pour chaque suite finie $a_j, a_{j+1}, \ldots, a_k$ d'éléments de α.

Lemme 2. — *Soit $\{x_n\}$ une base dans $\mathfrak{U}$. Si* T *est une application linéaire continue de $\mathfrak{U}$ dans $\mathfrak{V}$ et $y_n = \mathrm{T}x_n (n = 1, 2, \ldots)$, la condition (β) a lieu. Inversement, si $\{y_n\}$ est une suite dans $\mathfrak{V}$ pour laquelle la condition (β) a lieu, il existe une application linéaire continue* T *de $\mathfrak{U}$ dans $\mathfrak{V}$ telle que $y_n = \mathrm{T}x_n (n = 1, 2, \ldots)$.*

3. Par l'emploi d'un raisonnement du même genre on peut traiter également le cas des bases absolument convergentes, c'est-à-dire des bases $\{x_n\}$ pour

lesquelles

$$\sum_{n=1}^{\infty} u_q(a_n x_n) < +\infty \qquad (q = 1, 2 \ldots)$$

lorsque $\sum_{n=1}^{\infty} a_n x_n$ représente un élément de $\mathfrak{U}$.

Définition 2. — On dit que deux suites $\{x_n\}$ et $\{y_n\}$ dans $\mathfrak{U}$ et $\mathfrak{V}$, respectivement, sont *absolument semblables* si elles satisfont à la condition suivante : pour que

$$\sum_{n=1}^{\infty} v_p(a_n y_n) < +\infty \qquad (p = 1, 2, \ldots),$$

il faut et il suffit que

$$\sum_{n=1}^{\infty} u_q(a_n x_n) < +\infty \qquad (q = 1, 2, \ldots)$$

quelle que soit la suite $\{a_n\}$ d'éléments de α.

Le résultat fondamental sur les isomorphismes devient maintenant :

Théorème 2. — *Soit $\{x_n\}$ une base absolument convergente dans $\mathfrak{U}$. Si* T *est un isomorphisme de $\mathfrak{U}$ sur $\mathfrak{V}$ et $y_n = \mathrm{T}x_n (n = 1, 2, \ldots)$, la suite $\{y_n\}$ est une base absolument convergente dans $\mathfrak{V}$ et absolument semblable à $\{x_n\}$. Inversement, si $\{y_n\}$ est une base absolument convergente dans $\mathfrak{V}$ et absolument semblable à $\{x_n\}$, il existe un isomorphisme* T *de $\mathfrak{U}$ sur $\mathfrak{V}$ tel que $y_n = \mathrm{T}x_n (n = 1, 2, \ldots)$.*

C'est une conséquence des lemmes suivants, analogues aux lemmes du paragraphe 2.

Lemme 3. — *Soient $\{x_n\}$ et $\{y_n\}$ des suites dans $\mathfrak{U}$ et $\mathfrak{V}$, respectivement. Pour que $\{x_n\}$ et $\{y_n\}$ soient absolument semblables, il faut et il suffit qu'à tout indice p il corresponde un indice q et un nombre positif* M *tels qu'on ait*

$$u_p(x_n) \leqq \mathrm{M}\, v_q(y_n) \qquad (n = 1, 2, \ldots)$$

et

$$(\gamma) \qquad v_p(y_n) \leqq \mathrm{M}\, u_q(x_n) \qquad (n = 1, 2, \ldots),$$

Lemme 4. — *Soit $\{x_n\}$ une base absolument convergente dans $\mathfrak{U}$. Si* T *est une application linéaire continue de $\mathfrak{U}$ dans $\mathfrak{V}$ et $y_n = \mathrm{T}x_n (n = 1, 2, \ldots)$, la condition (γ) a lieu. Inversement, si $\{y_n\}$ est une suite dans $\mathfrak{V}$ pour laquelle la condition (γ) a lieu, il existe une application linéaire continue* T *de $\mathfrak{U}$ dans $\mathfrak{V}$ telle que $y_n = \mathrm{T}x_n (n = 1, 2, \ldots)$.*

4. Par comparaison des théorèmes 1 et 2, on trouve des relations immédiates entre les notions de bases semblables et de bases absolument semblables.

Corollaire. — *Soit $\{x_n\}$ une base absolument convergente dans $\mathfrak{U}$.*

1° *Si $\{y_n\}$ est une base dans $\mathfrak{V}$ semblable à $\{x_n\}$, alors $\{y_n\}$ est une base absolument convergente dans $\mathfrak{V}$ et absolument semblable à $\{x_n\}$.*

2° *Si* $\{y_n\}$ *est une base absolument convergente dans* $\mathcal{V}$ *et absolument semblable à* $\{x_n\}$*, alors* $\{y_n\}$ *est semblable à* $\{x_n\}$.

D'ailleurs, ces relations n'ont pas lieu en général pour des suites quelconques. Cela se voit facilement sur l'exemple suivant : si l'on pose $\mathcal{U} = \mathcal{V} = l^1$,

$$x_n = \{\delta_{nk}\}_{k=1}^{\infty} \qquad (n = 1, 2, \ldots)$$

où δ_{nk} est le delta de Kronecker, et

$$y_1 = x_1, \qquad y_n = -x_{n-1} + x_n (n \geqq 2),$$

alors la suite $\{y_n\}$ est en effet absolument semblable, mais non semblable, à $\{x_n\}$.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) On emploie ici la terminologie du Livre V de Bourbaki (*voir* dépliant du chapitre II).

GÉOMÉTRIE. — *Sur une classe de connexions linéaires à groupes d'holonomie isomorphes.* Note de Mme **Ida Cattaneo-Gasparini**, présentée par M. Georges Darmois.

L'étude des géodésiques des connexions affines (1) conduit à étudier une classe de connexions linéaires : les courbures des connexions d'une même classe sont transformées les unes des autres par un opérateur linéaire, les groupes d'holonomie (homogènes) sont isomorphes.

1. Sur une variété différentiable V_n, donnons-nous une connexion affine régulière définie par une connexion linéaire ω et par un opérateur linéaire régulier Φ. On désignera par Ψ l'opérateur inverse de Φ. On sait (1) que les géodésiques d'une telle connexion affine coïncident avec les géodésiques de la connexion linéaire $\bar{\omega}$ dont les coefficients $\bar{\Gamma}^{\alpha}_{\beta\gamma}$ se déduisent de ceux $\Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma}$ de ω par la formule (2)

$$\bar{\Gamma}^{\alpha}_{\beta\gamma} = \Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma} + \Psi^{\alpha}_{\rho} \overset{\omega}{\nabla}_{\gamma} \Phi^{\rho}_{\beta}, \tag{1}$$

où Φ^{α}_{β} et Ψ^{α}_{β} sont les tenseurs respectivement associés à Φ et Ψ et où $\overset{\omega}{\nabla}_{\gamma}$ est l'opérateur de dérivation covariante défini par ω.

Si Ω et $\bar{\Omega}$ sont respectivement les formes de courbure de ω et $\bar{\omega}$, on a

$$\bar{\Omega} = \Phi^{-1} \Omega \Phi. \tag{2}$$

En effet si $R^{\alpha}{}_{\beta,\lambda\mu}$ et $\bar{R}^{\alpha}{}_{\beta,\lambda\mu}$ sont les tenseurs de courbure correspondants, on sait que

$$\bar{R}^{\alpha}{}_{\beta,\lambda\mu} = R^{\alpha}{}_{\beta,\lambda\mu} + \overset{\omega}{\nabla}_{\lambda} T^{\alpha}_{\beta\mu} - \overset{\omega}{\nabla}_{\mu} T^{\alpha}_{\beta\lambda} - 2 S^{\rho}{}_{\lambda\mu} T^{\alpha}_{\beta\rho} + T^{\alpha}_{\rho\lambda} T^{\rho}_{\beta\mu} - T^{\alpha}_{\rho\mu} T^{\rho}_{\beta\lambda}, \tag{3}$$

où $S^{\rho}{}_{\lambda\mu}$ est le tenseur de tension de ω et où

$$T^{\alpha}_{\beta\gamma} = \Psi^{\alpha}_{\rho}\overset{\omega}{\nabla}_{\gamma}\Phi^{\rho}_{\beta} = -\Phi^{\rho}_{\beta}\overset{\omega}{\nabla}_{\gamma}\Psi^{\alpha}_{\rho}.$$

On en déduit

$$\overline{R}^{\alpha}{}_{\beta,\lambda\mu} = R^{\alpha}{}_{\beta,\lambda\mu} + \Psi^{\alpha}_{\sigma}\left(\overset{\omega}{\nabla}_{\lambda\mu}\Phi^{\sigma}_{\beta} - \overset{\omega}{\nabla}_{\mu\lambda}\Phi^{\sigma}_{\beta} - 2S^{\rho}{}_{\lambda\mu}\overset{\omega}{\nabla}_{\rho}\Phi^{\sigma}_{\beta}\right).$$

En exprimant à l'aide de l'identité de Ricci la différence des dérivées covariantes secondes de Φ, il vient

$$\overline{R}^{\alpha}{}_{\beta,\lambda\mu} = R^{\alpha}{}_{\beta,\lambda\mu} + \Psi^{\alpha}_{\sigma}(R^{\sigma}{}_{\tau,\lambda\mu}\Phi^{\tau}_{\beta} - R^{\tau}{}_{\beta,\lambda\mu}\Phi^{\sigma}_{\tau}),$$

soit

$$(4) \qquad \overline{R}^{\alpha}{}_{\beta,\lambda\mu} = \Psi^{\alpha}_{\sigma}R^{\sigma}{}_{\tau,\lambda\mu}\Phi^{\tau}_{\beta},$$

ce qui n'est autre que (2). Ainsi

Théorème. — *Si deux connexions linéaires* ω *et* $\overline{\omega}$ *sont reliées par* (1), *les formes de courbure correspondantes sont reliées par* (2).

2. Ce résultat est étroitement lié au suivant : à tout vecteur $\vec{v}$ en $x \in V_n$, associons le vecteur $\Psi\vec{v}$:

$$(5) \qquad \Psi : \quad v^{\alpha} \to \Psi^{\alpha}_{\rho}v^{\rho}.$$

Soit $l(x, x')$ un chemin issu de x. Si, le long de $l(x, x')$ on transporte par parallélisme respectivement le vecteur $\vec{v}$ en x relativement à ω et le vecteur $\Phi\vec{v}$ en x relativement à $\overline{\omega}$, les *vecteurs transportés en x' se correspondent encore par* (5) (³). En effet

$$\overset{\overline{\omega}}{\nabla}(\Psi^{\alpha}_{\rho}v^{\rho}) = \overset{\omega}{\nabla}(\Phi^{\alpha}_{\rho}v^{\rho}) - \Phi^{\sigma}_{\tau}\overset{\omega}{\nabla}\Phi^{\alpha}_{\sigma}\Psi^{\tau}_{\rho}v^{\rho},$$

soit

$$\overset{\overline{\omega}}{\nabla}(\Psi^{\alpha}_{\rho}v^{\rho}) = \overset{\omega}{\nabla}\Psi^{\alpha}_{\rho}v^{\rho} + \Psi^{\alpha}_{\rho}\overset{\omega}{\nabla}v^{\rho} - \overset{\omega}{\nabla}\Psi^{\alpha}_{\rho}v^{\rho} = \Psi^{\alpha}_{\rho}\overset{\omega}{\nabla}v^{\rho}.$$

Inversement, soit Ψ un opérateur linéaire régulier sur V_n, ω et $\overline{\omega}$ deux connexions linéaires telles que $\overset{\omega}{\nabla}\vec{v} = 0$ entraîne $\overset{\overline{\omega}}{\nabla}(\Psi\vec{v}) = 0$, quel que soit $\vec{v}$ et pour n'importe quelle direction de dérivation. Alors *les deux connexions sont reliées par* (1). En effet, si $T^{\alpha}_{\beta\gamma}$ désigne le tenseur définissant $\overline{\omega}$ par rapport à ω :

$$\overset{\overline{\omega}}{\nabla}_{\gamma}(\Psi^{\alpha}_{\rho}v^{\rho}) = \Psi^{\alpha}_{\rho}\overset{\omega}{\nabla}_{\gamma}v^{\rho} + \left(\overset{\omega}{\nabla}_{\gamma}\Psi^{\alpha}_{\rho} + T^{\alpha}_{\sigma\gamma}\Psi^{\sigma}_{\rho}\right)v^{\rho}.$$

De l'hypothèse faite, on déduit

$$\overset{\omega}{\nabla}_{\gamma}\Psi^{\alpha}_{\rho} + T^{\alpha}_{\sigma\gamma}\Psi^{\sigma}_{\rho} = 0,$$

d'où l'on tire (1) par introduction de l'opérateur inverse Φ.

3. Soit E l'espace fibré des repères linéaires de V_n de groupe structural le groupe linéaire G. Si $z \in E$, l'ensemble des $g \in G$ tels que z et zg^{-1} puissent être reliés par un chemin de E horizontal relativement à ω, définit le groupe d'holonomie en z de la connexion ω (⁴). Étant donné un lacet arbitraire l_x en x de V_n,

il résulte du paragraphe 2 qu'en transformant par $z \to z\Psi$ un chemin de E, au-dessus de l_x, horizontal relativement à ω, on obtient un chemin au-dessus de l_x horizontal relativement à $\overline{\omega}$. Si le premier chemin va de z à $z\overset{-1}{g}$, le second va de $z\Psi$ à $z\Psi(\overset{-1}{\Psi}\overset{-1}{g}\Psi)$. Ainsi *les groupes d'holonomie de* ω *et* $\overline{\omega}$ *sont conjugués par* Ψ *dans* G *et par suite isomorphes.*

(1) I. CATTANEO-GASPARINI, *Rend. Acad. Naz Lincei*, 8e série, 22, 1957, p. 237.

(2) $\alpha, \beta \ldots$ tout indice grec $= 1, 2, \ldots, n$.

(3) F. Maurer-Tison a montré qu'en théorie unitaire du champ, il existe entre la connexion $L^{\alpha}_{\beta\gamma}$ et la connexion $\overline{L}^{\alpha}_{\beta\gamma} = L^{\alpha}_{\gamma\beta}$ une relation analogue où, au tenseur Φ de type (1,1) est substitué le tenseur g de type (2,0). *Cf. Comptes rendus*, 245, 1957, p. 295.

(4) A. LICHNEROWICZ, *Théorie globale des connexions* ..., Cremonese, Roma 1955, p. 62.

GÉOMÉTRIE DES NOMBRES. — *Sur les inéquations diophantiennes linéaires.* Note de M. EUGÈNE EHRHART, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Toute inéquation linéaire à coefficients rationnels qui a un nombre fini n de solutions en entiers positifs X, Y peut se mettre sous la forme $(X/a) + (Y/b) < C$, où a, b sont des entiers premiers entre eux et C un nombre rationnel de partie fractionnaire $|C|$. On ramène la recherche de n à celle de n' pour $(X/a) + (Y/b) < |C|$.

Notations. — Rappelons que l'*excès* d'une surface d'aire S est la quantité $\Delta = i + (p/2) - S$, où i, p sont les nombres de points entiers intérieurs et périphériques. Comme p et S sont faciles à déterminer, il est équivalent de connaître Δ ou i. Les parties entière et non entière d'un nombre θ (rationnel ou non) seront notées respectivement $\|\theta\|$ et $|\theta|$. (Donc $\theta = \|\theta\| + |\theta|$.) Remarquons que pour a entier $|a|\theta|| = |a\theta|$.

THÉORÈME 1. — *Soient a, b,* K *des nombres entiers,* D *le plus grand commun diviseur de a et b,* θ *un nombre quelconque et* Δ, Δ' *les excès des triangles* (o, o) $(a\theta$, o) (o, $b\theta$) *et* (o, o) $(Ka + a\theta$, o) (o, $Kb + b\theta$). *Si* $|a\theta|(b/D)$ *est entier* $\Delta' = \Delta$; *si non*

$$\Delta' - \Delta = KD\left(\frac{1}{2} - \left|\frac{ab\theta}{D}\right|\right) \quad (1).$$

Soit OAB le second triangle. La parallèle O′A′ à OA y découpe un triangle O′A′B en translation entière du premier. Soient C, E, et C′, E′ les points de OA et O′A′ tels que $\overline{CA} = \overline{C'A'} = a\theta$, $\overline{CE} = \overline{C'E'} = 1$ et soit Δ_1 l'excès du parallélogramme CAA′C′. L'excès Δ_2 du trapèze entier OCC′O′ est 1 (Note V). D'après le lemme de la Note XIV :

$$\Delta' = \Delta + \Delta_1 - \Delta_2 - \frac{3}{2} = \Delta + \Delta_1 - \frac{1}{2}.$$

Le parallélogramme CEE′C′ renferme $K(b - D)$ points entiers, répartis

sur $[K(b-D)]/KD = (b-D)/D$ droites parallèles (formant avec CC′, EE′ un système d'équidistantes), chacune en portant KD.

1° $|a\theta|(b/D)$ *n'est pas entier.* — Le parallélogramme CAA′C′ renferme $KD\,\|\,|a\theta|(b/D)\,\|$ points entiers. Donc

$$\Delta_1 = KD\left\|\,|a\theta|\frac{b}{D}\right\| + \frac{KD+1}{2} - |a\theta|Kb = \frac{KD+1}{2} - KD\left|\,|a\theta|\frac{b}{D}\right|$$

et

$$\Delta' - \Delta = -\frac{1}{2} + \frac{KD+1}{2} - KD\left|\frac{ab\theta}{D}\right| = KD\left(\frac{1}{2} - \left|\frac{ab\theta}{D}\right|\right).$$

2° $|a\theta|(b/D)$ *est entier.* — Le parallélogramme CAA′C′ renferme $KD[\,|a\theta|(b/D) - 1]$ points entiers. Donc

$$\Delta_1 = KD\left(|a\theta|\frac{b}{D} - 1\right) + \frac{2KD+1}{2} - |a\theta|Kb = \frac{1}{2}$$

et

$$\Delta' - \Delta = -\frac{1}{2} + \Delta_1 = 0.$$

Corollaire. — *Une condition nécessaire et suffisante pour que $\Delta' = \Delta$ est que $|a\theta|(b/D)$ soit entier ou semi-entier. En particulier $\Delta' = \Delta$ si $a\theta$ (ou $b\theta$) est entier.*

Dans ce dernier cas le parallélogramme CAA′C′ est aplati et l'on voit directement que $\Delta' = \Delta + \Delta_2 - 1 = \Delta$.

Application aux inéquations diophantiennes. — Soit $C = K + \theta$ un nombre quelconque, dans lequel les parties entières et non entières sont mises en évidence, et a, b des entiers premiers entre eux. Les nombres i, i' des solutions en entiers positifs des inéquations

$$\frac{X}{a} + \frac{Y}{b} < |C| \qquad \text{et} \qquad \frac{X}{a} + \frac{Y}{b} < C$$

sont égaux aux nombres de points entiers intérieurs aux deux triangles du théorème 1. i' se déduit donc aisément de i par l'intermédiaire de Δ et de $\Delta' = \Delta + \|C\|[(1/2) - |abC|]$, ou de $\Delta' = \Delta$ si $a|bC|$ est entier.

Un énoncé équivalent de ce résultat est :

Théorème 2. — *Soient a, b des entiers premiers entre eux, C un nombre quelconque, q et r le quotient et le reste de la division de C par ab et Δ', Δ les excès respectifs des triangles formés par les axes de coordonnées et les droites d'équations*

$$aX + bY = C \qquad \textit{et} \qquad aX + bY = r.$$

Si C est entier, $\Delta' = \Delta$; si non

$$\Delta' - \Delta = q\left(\frac{1}{2} - |C|\right) \quad (^2).$$

Ce théorème est particulièrement avantageux pour la détermination du nombre de solutions en entiers positifs de $aX+bY<C$, quand a et b sont petits et C grand ([3]).

([1]) Généralisation du théorème 1 de la Note précédente, *Comptes rendus*, **246**, 1958, p. 345. Nous nous référerons aussi aux Notes V et XIV, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 686 et **246**, 1958, p. 205.

([2]) La courbe $Y=\|X/K\|(1/2-|X|)$ si $|X|\neq 0$ et $Y=0$ si $|X|=0$, qui régit la question, est intéressante : elle débute par un segment de l'axe OX, suivie de séries de K segments égaux, parallèles et centrés sur OX, qui s'allongent et se redressent quand le numéro n de la série augmente (la pente est égale à n) ; les segments sont séparés par des points isolés de la courbe sur OX, qui ont pour abscisses la suite des nombres entiers.

([3]) Par contre le théorème est sans intérêt si $C<ab$, car alors $r=C$ et les deux droites coïncident. Comme dans ce cas q est nul, la formule donne bien $\Delta'-\Delta=0$.

Pour que $\Delta'=\Delta$ il faut et il suffit que C soit entier, semi-entier ou inférieur à ab.

Il est remarquable que $\Delta'-\Delta$ ne dépend des paramètres a et b que par leur produit.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Nappes logarithmiques d'un espace riemannien à deux dimensions.* Note (*) de M. **Nicias Stavroulakis**, transmise par M. Georges Bouligand.

En partant d'une propriété de l'élément linéaire d'une nappe conique ordinaire, on entreprend d'une manière générale l'étude des espaces de Riemann à deux dimensions qui jouissent de la même propriété.

1. Soit Φ l'angle du développement sur un plan d'une nappe conique (N.C.) ordinaire plongée dans l'espace euclidien à trois dimensions. Si l'on observe que le ds^2 de la nappe : $ds^2=du^2+u^2\,dv^2$, $(0\leq u<+\infty,\ 0\leq v<\Phi)$, peut s'écrire $ds^2=du^2+(\Phi/2\pi)^2u^2\,dw^2$, $(0\leq u<+\infty,\ 0\leq w<2\pi)$, et si l'on effectue sur les u, w la substitution définie par les équations $x=u\cos w$, $y=u\sin w$, on met le ds^2 sous la forme

$$ds^2=\frac{x^2+\left(\dfrac{\Phi}{2\pi}\right)^2y^2}{x^2+y^2}\,dx^2+2\left(1-\left(\frac{\Phi}{2\pi}\right)^2\right)\frac{xy}{x^2+y^2}\,dx\,dy+\frac{\left(\dfrac{\Phi}{2\pi}\right)^2x^2+y^2}{x^2+y^2}\,dy^2.$$

Par suite, en choisissant un système convenable de coordonnées (x, y) on peut mettre toujours le ds^2 d'une N. C. sous une forme dans laquelle les coefficients sont des fonctions définies en tout point $(x, y)\neq(0, 0)$ et homogènes de degré zéro.

2. Nous sommes ainsi conduits à considérer *in abstracto* les espaces de Riemann à deux dimensions dont l'élément linéaire peut prendre, par un choix convenable de coodonnées (x_1, x_2), une forme

$$ds^2=a_{11}\,dx_1^2+2a_{12}\,dx_1\,dx_2+a_{22}\,dx_2^2$$

dans laquelle les a_{ij} sont des fonctions homogènes de degré zéro. Ce sont les espaces que nous appellerons *nappes logarithmiques* (N. L.). En posant $x_1 = u_1 \cos u_2$, $x_2 = u_1 \sin u_2$, $(0 \leqq u_1 < +\infty,\ 0 \leqq u_2 < 2\pi)$, on obtient pour le ds^2 d'une N. L. $ds^2 = \gamma_{11}\, du_1^2 + 2u_1\gamma_{12}\, du_1\, du_2 + u_1^2\gamma_{22}\, du_2^2$, où les γ_{ij} sont *des fonctions de la seule variable u_2 périodiques, de période* 2π.

On démontre que le tenseur de Riemann-Christoffel peut s'écrire

$$R_{1212} = -\sqrt{\gamma}\, q'(u_2),$$

où l'on a $\gamma = \gamma_{11}\gamma_{22} - \gamma_{12}^2$ et où l'on désigne par $q(u_2)$ la fonction $(2\gamma_{12} - \gamma'_{11})/2\sqrt{\gamma}$ qui joue un rôle essentiel dans l'étude des propriétés d'une N. L. On obtient ensuite une expression simple pour la courbure

$$K = \frac{q'(u_2)}{u_1^2\sqrt{\gamma}}.$$

Dès lors, pour que la N. L. ait une métrique euclidienne, et ainsi qu'elle se réduise à une N. C., il faut et il suffit qu'on ait $q(u_2) = \text{Cte}$, ou encore, si l'on revient aux coordonnées initiales (x_1, x_2) :

$$x_1\left(\frac{\partial a_{11}}{\partial x_2} - \frac{\partial a_{12}}{\partial x_1}\right) + x_2\left(\frac{\partial a_{12}}{\partial x_2} - \frac{\partial a_{22}}{\partial x_1}\right) = c\sqrt{a_{11}a_{22} - a_{12}^2}.$$

3. Si $q(u_2)$ ne se réduit pas à une constante, l'intégrale $\iint K\, d\sigma$ qui est divergente dans tout domaine $\Delta(\Gamma)$ limité par une courbe simple fermée (Γ) entourant *le sommet* $(u_1 = 0)$, jouit de propriétés remarquables. Il en est de même de l'intégrale $I(\Gamma) = \int_\Gamma ds/R_g$.

Prenons trois nombres positifs c_1, c_2, c_3, avec $c_1 < c_2 < c_3$ et la courbe (Γ) obtenue en prenant $u_1 = c_3$ et la courbe (Γ') qui a pour homologue sur le plan euclidien des coordonnées polaires (u_1, u_2) la courbe constituée par : 1° l'arc circulaire $(u_1 = c_1,\ \varphi_1 \leqq u_2 \leqq \varphi_2)$; 2° le segment rectiligne $(c_1 \leqq u_1 \leqq c_2,\ u_2 = \varphi_2)$; 3° l'arc circulaire $(u_1 = c_2,\ \varphi_2 \leqq u_2 \leqq \varphi_1 + 2\pi)$; 4° le segment rectiligne $(c_1 \leqq u_1 \leqq c_2,\ u_2 = \varphi_1)$. On obtiendra alors

$$\iint_{\Delta(\Gamma) - \Delta(\Gamma')} K\, d\sigma = \delta \log\frac{c_2}{c_1}, \qquad I(\Gamma') = \Phi + \delta \log\frac{c_2}{c_1},$$

δ désignant la différence $q(\varphi_2) - q(\varphi_1)$ et Φ la valeur de $I(C)$ prise sur une courbe $(u_1 = u_1^0 = \text{Cte})$, valeur qui est indépendante de u_1^0. On démontre qu'il est possible de déformer légèrement (Γ') et d'obtenir une courbe simple fermée ordinaire (Γ'') qui donne lieu aux relations

$$\iint_{\Delta(\Gamma) - \Delta(\Gamma')} K\, d\sigma = \iint_{\Delta(\Gamma) - \Delta(\Gamma'')} K\, d\sigma, \qquad I(\Gamma') = I(\Gamma''),$$

et qui tend vers le sommet ou s'éloigne indéfiniment suivant que $c_1 \to 0$, $c_2 \to 0$ ou $c_1 \to +\infty$, $c_2 \to +\infty$. En choisissant d'ailleurs convenablement le signe de δ, donc

les φ_1, φ_2, et le rapport c_2/c_1, on peut faire en sorte que l'expression $\delta \log(c_2/c_1)$ tende vers un nombre réel arbitrairement donné à l'avance ou même vers $+\infty$ ou $-\infty$ quand $c_1 \to 0$, $c_2 \to 0$ ou quand $c_1 \to +\infty$, $c_2 \to +\infty$. On obtient le même résultat en ce qui concerne $\Phi + \delta \log(c_2/c_1)$. Par suite : *Pour des courbes ordinaires* (Γ'') *qui tendent vers le sommet de la* N. L. *ou s'éloignent indéfiniment, l'intégrale* $\int_{\Gamma''} ds/R_g$ *admet toute valeur finie ou infinie pour point d'accumulation.* En faisant tendre c_3 vers zéro ou $+\infty$ en même temps que les c_1, c_2, on obtient encore le résultat suivant : *Pour des courbes ordinaires* (Γ), (Γ'') *qui tendent vers le sommet ou s'éloignent indéfiniment, l'ensemble des valeurs de l'intégrale* $\iint_{\Delta(\Gamma)-\Delta(\Gamma'')} K\, d\sigma$ *admet toute valeur finie ou infinie pour point d'accumulation.*

4. Prenons maintenant l'espace euclidien de raccordement le long d'une ligne (L) : $(u_2 = u_2^0 = \text{Cte})$ et son développement sur un plan euclidien. Comme on a $s/R_g = q(u_2^0)$ tout le long de (L), s étant l'arc de (L) mesuré à partir du sommet de la N. L., on démontre que, si $q(u_2^0) \neq 0$, la courbe (L) se développera suivant une spirale logarithmique d'équation $r = e^{\varphi/q(u_2^0)}$ par rapport à des coordonnées polaires (r, φ) convenablement choisies. Dans le cas de la N. C. où $q(u_2) = \text{Cte}$, toutes les spirales qu'on obtient ainsi sont égales. Si $q(u_2) \equiv 0$ ou, ce qui revient au même, $2\gamma_{12} - \gamma'_{11} \equiv 0$ les lignes $(u_2 = \text{Cte})$ sont géodésiques et comme la métrique est alors euclidienne, elles sont des demi-droites.

Les propriétés précédentes permettent d'imaginer la forme d'une surface (S) plongée dans l'espace euclidien à trois dimensions et ayant même ds^2 qu'une N. L. Les courbes $(u_2 = \text{Cte})$ de (S) seront des courbes hélicoïdales ayant le point singulier O pour point asymptotique. En considérant une géodésique joignant un point Q de (S) au sommet O, géodésique dont on peut démontrer l'existence, et en la parcourant de Q vers O on voit apparaître une infinité d'ondes, dont la longueur et l'amplitude tendent vers zéro. La surface (S) présente l'aspect d'un tourbillon.

5. L'étude des propriétés d'une nappe logarithmique se simplifie si l'on considère son ds^2 sous la *forme réduite* F obtenue en posant d'abord $u = u_1\sqrt{\gamma_{11}}$, ce qui donne

$$ds^2 = du^2 + 2u\left(\frac{2\gamma_{12} - \gamma'_{11}}{2\gamma_{11}}\right) du\, du_2 + u^2 \frac{4\gamma + (2\gamma_{12} - \gamma'_{11})^2}{4\gamma_{11}^2} du_2^2,$$

et ensuite $\int_0^{u_2} \left[\sqrt{4\gamma + (2\gamma_{12} - \gamma'_{11})^2}/2\gamma_{11}\right] du_2 = v$, ce qui conduit à la forme F

$$ds^2 = du^2 + 2uf(v)\, du\, dv + u^2\, dv^2 \qquad (0 \leq u < +\infty),$$

où $f(v)$ est une fonction périodique, de période

$$2l = \int_0^{2\pi} \frac{\sqrt{4\gamma + (2\gamma_{12} - \gamma'_{11})^2}}{2\gamma_{11}} du_2,$$

résultant de l'expression $q(u_2)/\sqrt{1+(q(u_2))^2}$ si l'on y remplace u_2 par la fonction $u_2 = g(v)$ définie par l'équation

$$\int_0^{u_2} \frac{\sqrt{4\gamma + (2\gamma_{12} - \gamma'_{11})^2}}{2\gamma_{11}} du_2 = v.$$

La forme réduite du ds^2 facilite l'étude des géodésiques de la N. L. En posant $u = e^{\int \psi(v)dv + c}$ et ensuite $f + \psi = y\sqrt{1-f^2}$ on trouve l'équation différentielle des géodésiques sous une forme simple

$$y' = (y^2+1)(fy + \sqrt{1-f^2})$$

qui n'est pas cependant intégrable par quadratures. Il y a intérêt notamment à étudier les propriétés des géodésiques issues du sommet de la N. L.

(*) Séance du 3 février 1958.

(53, *rue Evg. Karavia, Athènes, Grèce.*)

CALCUL NUMÉRIQUE. — *Suite récurrente à convergence rapide tendant alternativement par excès ou par défaut vers* $e^{\frac{2}{n}}$. Note de M. **Victor Samssonow**, transmise par M. Dimitri Riabouchinsky.

Considérons la suite

$$U_{-1} = \frac{a_{-1}}{b_{-1}} = \frac{1}{-1},$$

$$U_0 = \frac{a_0}{b_0} = \frac{1}{1},$$

$$U_1 = \frac{a_1}{b_1} = \frac{n+1}{n-1},$$

$$U_2 = \frac{a_2}{b_2} = \frac{3n(n+1)+1}{3n(n-1)+1},$$

$$U_3 = \frac{a_3}{b_3} = \frac{5n[3n(n+1)+1]+n+1}{5n[3n(n-1)+1]+n-1},$$

dont le $p^{\text{ième}}$ terme s'exprime en fonction des termes d'ordre $p-1$ et $p-2$ par la formule de récurrence :

$$U_p = \frac{a_p}{b_p} = \frac{(2p-1)n\,a_{p-1} + a_{p-2}}{(2p-1)n\,b_{p-1} + b_{p-2}},$$

a_{p-1} et a_{p-2}, b_{p-1} et b_{p-2} étant évidemment les numérateurs et dénominateurs respectifs des termes U_{p-1} et U_{p-2}.

Cette suite, contenant le paramètre fixe n converge très rapidement vers la limite

$$U_\infty(n) = e^{\frac{2}{n}}.$$

En effet la différence entre le terme général $U_p(n)$ et la limite $U_\infty(n)$ décroît plus vite que le terme général d'une progression géométrique.

Pour avoir une idée de la rapidité de la convergence, considérons, par exemple, le cas $n = 2$, qui fournit une suite convergeant vers le nombre e.

Les termes successifs, à partir de U_1 sont :

$$U_1 = \frac{3}{1},$$

$$U_2 = \frac{19}{7} = 2{,}714 \quad \ldots \text{(2 décimales exactes)},$$

$$U_3 = \frac{193}{71} = 2{,}7183 \quad \ldots \text{(3 décimales exactes)},$$

$$U_4 = \frac{2\,721}{1\,001} = 2{,}7182817 \quad \ldots \text{(6 décimales exactes)},$$

$$U_5 = \frac{49\,171}{18\,089} = 2{,}7182818287 \ldots \text{(9 décimales exactes)}.$$

Le terme ultime que nous avons calculé est

$$U_{13} = \frac{106.246.577.894.593.683}{39.085.931.702.241.241} = 2{,}71828182845904523536028747135266 25\ldots$$

(33 décimales exactes).

Nous remarquons également que les termes pairs sont par défaut et les termes impairs par excès.

Observations au sujet de la Note de M. VICTOR SAMSSONOW, par M. DIMITRI RIABOUCHINSKY.

Il résulte de la formule de récurrence de M. Samssonow, que

$$a_p(n) = \pm b_p(-n), \qquad b_p(n) = \pm a_p(-n),$$

où les signes + et — correspondent respectivement aux valeurs paires et impaires de p, et, par conséquent,

$$U_p(n)\, U_p(-n) = 1.$$

M. Samssonow ayant aussi démontré, par un calcul numérique direct, que, pour $p \to \infty$,

$$U_p(n) \to e^{\frac{2}{n}},$$

on doit avoir également, pour $p \to \infty$,

$$U_p(-n) \to e^{-\frac{2}{n}}$$

Sa formule de récurrence est donc facilement applicable pour les valeurs réelles, positives et négatives, de n.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Étude de la stabilité presque certaine des valeurs extrêmes d'un échantillon et de la convergence presque certaine de son milieu.* Note de M. JEAN GEFFROY, présentée par M. Georges Darmois.

L'objet de cette Note est de montrer qu'il existe une famille de lois de probabilité pour laquelle les plus grandes valeurs d'un échantillon sont stables presque certainement. La loi de Laplace-Gauss est de ce type.

1. Supposons stable en probabilité [1] la plus grande valeur Y_n d'un échantillon de taille n d'une loi $F(x)$. On a alors

$$\Pr\{a_n - \varepsilon \leqq Y_n < a_n + \varepsilon\} \to 1 \qquad \text{quand} \quad n \to \infty$$

quel que soit $\varepsilon > 0$, en posant $a_n = F^{-1}[1-(1/n)] = G^{-1}(1/n)$. Y_n sera stable presque certainement si et seulement si, quel que soit $\varepsilon > 0$:

a — $\lim_{n=\infty} \Pr\{Y_\nu < a_\nu + \varepsilon \text{ pour tout } \nu \geqq n\} = 1$ (condition C^+),

b — $\lim_{n=\infty} \Pr\{a_\nu - \varepsilon \leqq \nu \text{ pour tout } \nu \geqq n\} = 1$ (condition C^-).

2. Étudions d'abord la condition C^+. C'est une condition de majoration presque certaine de la suite Y_n, et le théorème 2 de notre Note [2] du 25 mars 1957 nous montre qu'elle équivaut à

$$\sum_1^\infty G(a_n + \varepsilon) < \infty \qquad \text{pour tout } \varepsilon > 0 \qquad (\text{condition } C_1^+),$$

a_n est monotone non décroissante, donc la série de terme général

$$G(a_n + \varepsilon) = G\left[G^{-1}\left(\frac{1}{n}\right) + \varepsilon\right]$$

est monotone et, d'après le théorème de Cauchy, elle est de même nature que l'intégrale

$$I = \int_1^{+\infty} G\left[G^{-1}\left(\frac{1}{t}\right) + \varepsilon\right] dt = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x+\varepsilon)\, d\left[\frac{1}{G(x)}\right].$$

L'existence de I (condition C_2^+) est donc équivalente à C^+.

On voit aisément que C_2^+ équivaut à l'existence, pour tout $\varepsilon > 0$, de

$$J = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dF(x)}{G(x-\varepsilon)} = E\left\{\frac{1}{G(x-\varepsilon)}\right\} \qquad (\text{condition } C_3^+).$$

Remarque. — L'existence de J entraîne que $G(x)/[G(x-\varepsilon)] \to 0$ avec $1/x$. D'après un théorème de Gnedenko, cela résulte de la stabilité en probabilité de Y_n.

3. Nous allons déterminer une famille très générale de fonctions $F(x)$ vérifiant C_3^+ (donc C^+), puis nous constaterons qu'elles vérifient également C^-.

Si C_3^+ est réalisée, le rapport $\rho_\varepsilon(x) = G(x-\varepsilon)/[G(x)\log G(x)]$ où ε est positif, n'est pas minoré quand $x \to +\infty$.

Nous appellerons Φ la famille des fonctions de répartition $F(x)$ telles que $\rho_\varepsilon(x) \to -\infty$ quand $x \to +\infty$, quel que soit $\varepsilon > 0$. D'après ce qui précède, l'appartenance à Φ est une condition peu restrictive pour les fonctions $F(x)$ vérifiant C_3^+.

Nous allons préciser les relations unissant ces deux conditions.

THÉORÈME 1. — *Si* $F(x)$ *appartient à* Φ, *elle vérifie* C_3^+.

THÉORÈME 2. — *Étant donné une fonction* $F(x)$ *vérifiant* C_3^+, *s'il existe un nombre* $\varepsilon > 0$ *tel que le rapport* $G(x)/[G(x-\varepsilon)]$, *qui tend vers zéro quand* $x \to +\infty$, *soit monotone pour* x *assez grand*, $F(x)$ *appartient à* Φ.

4. Étudions maintenant la condition C^-.

THÉORÈME 3. — *Toute fonction* $F(x)$ *de* Φ *vérifie* C^-.

La démonstration consiste à établir que, si $F(x) \in \Phi$, Y_n majore presque complètement $a_n - \varepsilon$, ce qui en réalité est plus fort que C^-. Le comportement de Y_n à gauche et à droite de a_n présente d'ailleurs constamment une telle dissymétrie.

COROLLAIRE. — *Si* $F(x)$ *appartient à* Φ, Y_n *est stable presque certainement.*

Remarque. — Si $F(x) \in \Phi$, Y_n^α majore presque complètement $a_n - \varepsilon$, ce qui prouve que $Y_n^\alpha - a_n \to 0$ presque certainement.

5. La famille Φ peut être engendrée à partir d'une sous-famille Φ^* facile à caractériser. Posons $G(x) = \exp[-u(x)]$; la fonction $u(x)$ est monotone non décroissante et tend vers $+\infty$ avec x.

Pour que $F(x) \in \Phi$, il faut et il suffit que, pour tout $\varepsilon > 0$:

$$u(x) - u(x-\varepsilon) - \mathrm{L}\, u(x) \to +\infty \quad \text{avec } x \qquad \text{(condition C)}.$$

Cette condition est vérifiée si $u(x)$ est dérivable, et telle que

$$\frac{u'(x)}{\log u(x)} = \frac{f(x)}{G(x)\log|\log G(x)|} \to +\infty \quad \text{avec } x \qquad \text{(condition C}^*\text{)}.$$

Ceci définit une sous-famille $\Phi^* \subset \Phi$. Notons que si $u'/\log u$ est majoré pour les grandes valeurs de x, Y_n n'est pas stable presque certainement.

THÉORÈME 4. — *a. Étant donné une fonction* $F^*(x)$ *de* Φ^*, *choisissons arbitrairement une suite* (x_n) *telle que* $x_n \to +\infty$ *et que* $x_{n+1} - x_n \to 0$ *quand* $n \to \infty$. *Si une fonction monotone* $F(x)$ *vérifie* $F(x_n) = F^*(x_n)$ *pour toute valeur de* n, *elle appartient à* Φ.

b. A toute fonction $F(x) \in \Phi$, *il correspond une infinité de fonctions* $F^*(x) \in \Phi^*$ *telles que* $F(x_n) = F^*(x_n)$ *pour une suite* (x_n) *définie comme plus haut.*

6. A titre d'exemple, considérons les lois dont la densité est de la forme $f(x) = e^{-x^a}$. Nous savons [1] que Y_n est stable en probabilité si et seulement si $a > 1$. Dans ce cas, Y_n est stable presque certainement. En effet, on a

$$G(x) \sim \frac{e^{-x^a}}{ax^{a-1}}, \qquad \text{d'où} \qquad \frac{f}{G\log|\log G|} \sim \frac{x^{a-1}}{\log x} \to +\infty.$$

La loi de Laplace-Gauss entre dans cette catégorie ($a=2$). Comme elle est symétrique, Z_n est aussi stable presque certainement ; le milieu

$$M_n = \frac{1}{2}(Y_n + Z_n)$$

converge presque certainement vers zéro, ainsi d'ailleurs que toute expression de la forme

$$M_n^{\alpha,\beta} = \frac{1}{2}(Y_n^\alpha + Z_n^\beta).$$

Remarque. — La condition C, relative à Y_n, peut se transposer aisément en une condition C′ relative à Z_n. Si $F(x)$ vérifie C et C′, le milieu M_n d'un échantillon de cette loi est stable presque certainement. Dans ce cas, si M_n converge vers l, il s'agit d'une convergence presque certaine.

(1) J. Geffroy, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1215.
(2) J. Geffroy, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1712.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Influence de la turbulence sur les prises de pression statique.* Note (*) de M. **Marcel Barat**, présentée par M. Joseph Pérès.

La mesure d'une pression statique au sein d'un écoulement turbulent est entachée d'une erreur due aux composantes transversales de la vitesse au point où l'on effectue cette mesure.

D'après Goldstein, on a la relation suivante :

$$p_m = p_s + k\rho(\overline{v^2} + \overline{w^2}), \tag{1}$$

p_m étant la pression mesurée à l'aide d'un tube de Pitot classique ;
p_s étant la pression statique réelle ;
v et w étant les composantes transversales de la fluctuation ;
ρ étant la masse spécifique du fluide ;
k étant un coefficient positif qui doit être compris entre 0 et 1/6.

Nous avons montré que ce coefficient peut être négatif. En effet k dépend essentiellement du diamètre D du tube de Pitot pour une échelle de turbulence donnée.

Si l'on adopte la longueur de corrélation

$$L = \int_0^\infty R(y)\,dy, \qquad \text{avec} \quad R(y) = \frac{\overline{u_M u_{M'}}}{\sqrt{\overline{u_M^2}}\sqrt{\overline{u_{M'}^2}}}$$

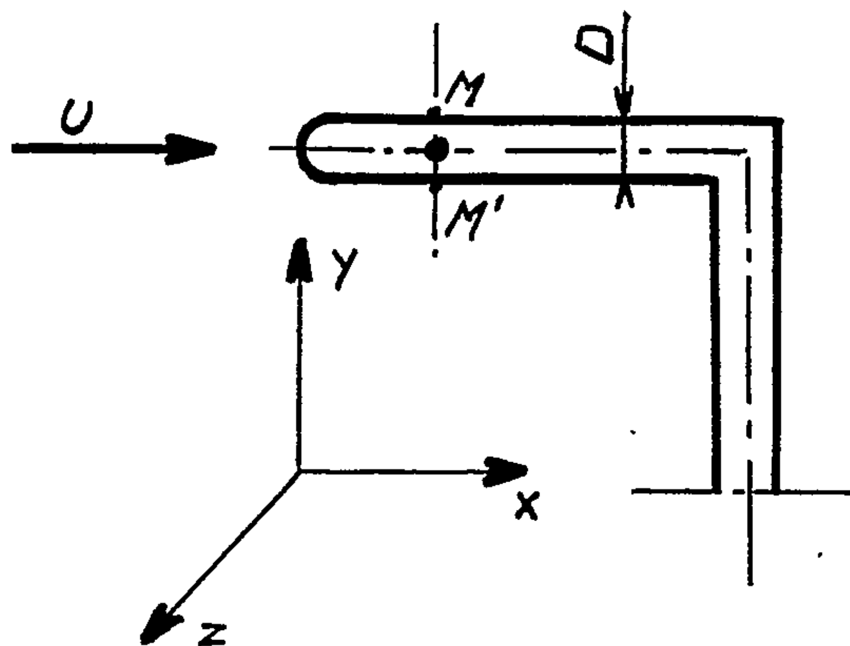
pour caractériser l'échelle de la turbulence, les dimensions des petits tourbillons étant définies par λ avec $1/\lambda^2 = \lim_{y\to 0}[1 - R(y)]/y^2$, trois cas schématiques peuvent se présenter :

1° $D > L$: Dans ce cas uniquement on peut trouver pour k une valeur positive comprise entre 0 et 1/6 en admettant que la turbulence est approximativement isotropique. En effet, en deux points M et M′ diamétralement opposés dans la section de prise de pression il n'y a pas de corrélation entre les fluctuations de vitesse et si l'on admet que la composante normale de la turbulence transmet en un point M une pression dynamique, on obtient l'expression (1).

2° $D < \lambda$: A tout instant, les fluctuations de vitesse en deux points M et M′ diamétralement opposés sont en phase : tout se passe comme si le tube de pression était incliné par rapport à la vitesse de l'écoulement. Dans ce cas on a la relation

$$p_m = p_s - k\rho(\overline{v^2} + \overline{w^2}).$$

3° $\lambda < D < L$: C'est pratiquement toujours le cas dans la plupart des écoulements.



La pression mesurée dépend de la répartition de l'énergie entre les différents tourbillons. On a donc une expression de la forme

$$p_m = p_s + K\rho(\overline{v^2} + \overline{w^2}),$$

avec $K < 0$ ou $K > 0$ suivant la répartition des tourbillons.

Ce terme correctif qui semble peu important dans le cas d'un écoulement dans une canalisation, peut atteindre des valeurs non négligeables dans les régions où l'écoulement est perturbé.

La durée moyenne des tourbillons étant proportionnelle au carré de leurs dimensions, l'influence de la turbulence résultante sur une prise de pression statique reste importante loin de la singularité responsable de cette turbulence.

Dans un mélangeur de trompe à induction nous avons obtenu pour l'expression $K\rho(\overline{v^2} + \overline{w^2})$ une valeur voisine de $0{,}05\rho(U^2/2)$ avec $K < 0$, ce qui introduit des erreurs inadmissibles pour certains calculs faisant intervenir des différences de pressions statiques entre des sections différentes de turbulences variables.

Nous avons effectué différentes expériences mettant en évidence l'influence de l'échelle de la turbulence sur les prises de pression.

A l'aide d'un tube de Pitot d'un diamètre donné, des relevés de pressions statiques à l'aval d'une série de grilles percées d'orifices variables, ont montré qu'on passe d'une façon continue de $K < 0$ à $K > 0$ lorsque le diamètre des orifices et par suite l'échelle de la turbulence, diminue.

(*) Séance du 17 février 1958.

PHYSIQUE SOLAIRE. — *Sur la répartition en profondeur de l'effet Evershed dans les taches solaires.* Note de M. **Roger Servajean**, présentée par M. André Danjon.

A l'aide de mesures effectuées sur des spectrogrammes pris à Meudon et de la théorie du niveau de formation des raies, on essaie d'établir la répartition en profondeur des vitesses Evershed dans les taches solaires.

St. John (1), puis Abetti (2), ont effectué des mesures des mouvements radiaux découverts par Evershed dans les taches solaires. Ils ont pu mettre en évidence une relation nette entre l'intensité des raies utilisées et les effets Doppler observés. Abetti a également cherché à établir la relation liant éventuellement les vitesses au potentiel d'excitation des raies, mais la corrélation semble inexistante. Nous nous sommes proposé de chercher comment variaient les vitesses en fonction de la profondeur géométrique dans la pénombre des taches.

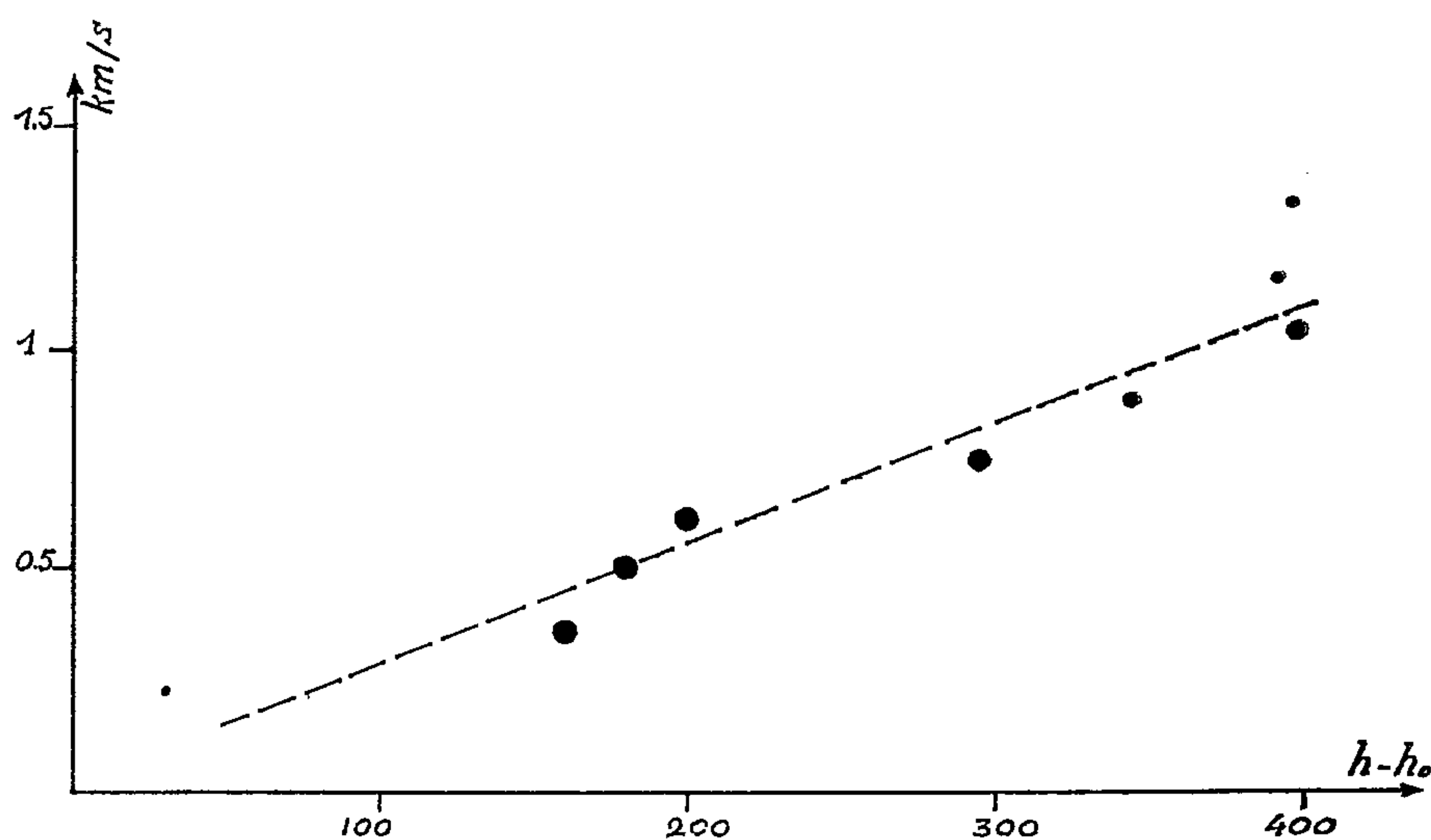
Matériel d'observation. — Les spectres utilisés ont été choisis dans la collection obtenue avec le spectrographe à réseau Bausch and Lomb installé à Meudon en 1956 (3). Ils concernent une tache d'importance moyenne, visible le 1er mai 1957 à 40° du bord Ouest, latitude — 12°. La fente du spectrographe bissectait la tache suivant la direction d'un rayon du disque solaire. Les spectres étaient pris dans le second ordre du réseau, la dispersion étant alors de 0,86 Å/mm.

Les mesures ont consisté à déterminer, pour chaque raie utilisée, les déplacements Doppler entre deux points situés de part et d'autre du noyau de la tache et séparés par un intervalle de 24″, la partie bissectée du noyau mesurant environ 7 à 8″. Elles ont porté sur 126 raies de Fe_I et Ti_I d'intensités comprises entre — 1 et 7 et situées dans l'intervalle λλ 5040-5404.

Interprétation des résultats. — Le classement des vitesses en fonction des largeurs équivalentes confirme les résultats donnés par Abetti : les vitesses sont, en général, d'autant plus grandes que les raies considérées sont plus faibles. Par ailleurs, aucune corrélation directe ne nous est apparue entre

les vitesses et le potentiel d'excitation, qui est cependant un des éléments du classement de profondeur.

Il est naturel de penser que le champ des vitesses, dans la pénombre de la tache, suit une loi simple en fonction de la profondeur géométrique. Les différences trouvées d'une raie à l'autre doivent donc provenir de ce que les raies ont des *niveaux de formation* différents. La profondeur optique τ de formation d'une raie dépend du potentiel d'excitation E_p et de l'intensité de la raie, mesurée par la largeur équivalente W.



Partant de la définition du τ de formation des raies donnée par Minnaert, nous pouvions, en utilisant le modèle photosphérique de Michard, déterminer, en fonction de E_p, pour chacune des raies utilisées, le τ de formation qu'elle aurait *si elle était faible.*

D'autre part, un travail non encore publié que nous a communiqué Van Regemorter donne une relation $\tau_{\text{raie}}/\tau_{\text{raie faible}}$ directement fonction de la largeur équivalente des raies.

Nous avons pu alors pour 110 des 126 raies mesurées obtenir une valeur de τ.

Afin de rendre plus claire la répartition géométrique des vitesses, nous avons essayé de transformer la profondeur optique en profondeur géométrique.

On sait que les intensités relatives photosphère, ombre et pénombre des taches sont sensiblement constantes. On peut donc interpoler les modèles existants de photosphère et tache pour obtenir un modèle de la répartition des températures et des pressions dans la pénombre. La relation $h - h_0 = f(\tau)$ donnant, à une constante près, les profondeurs géométriques correspondant aux profondeurs optiques, s'en déduit aisément.

Nous avons porté sur le graphique ci-contre les vitesses mesurées en fonction des profondeurs ainsi déterminées. Les diamètres des points sont grossièrement proportionnels au nombre de mesures dont ils sont la moyenne.

On voit que, pour la tache considérée, les vitesses horizontales sur le Soleil passent sur un intervalle de profondeur d'environ 400 km de 0 à 1,2 km/s.

(1) C. E. St. John, *Astrophys. J.*, 37, 1913, p. 322.

(2) G. Abetti, *Mem. Soc. Astr. Ital.*, 6, 1932-1933, p. 353.

(3) G. Laborde, R. Michard et R. Servajean, *Ann. Astr.*, 20, 1958, p. 6, I.

(*Observatoire de Paris-Meudon.*)

ASTROPHYSIQUE. — *Détails du spectre infrarouge du noyau de la nébuleuse de Campbell.* Note (*) de Mme **Yvette Andrillat**, présentée par M. André Danjon.

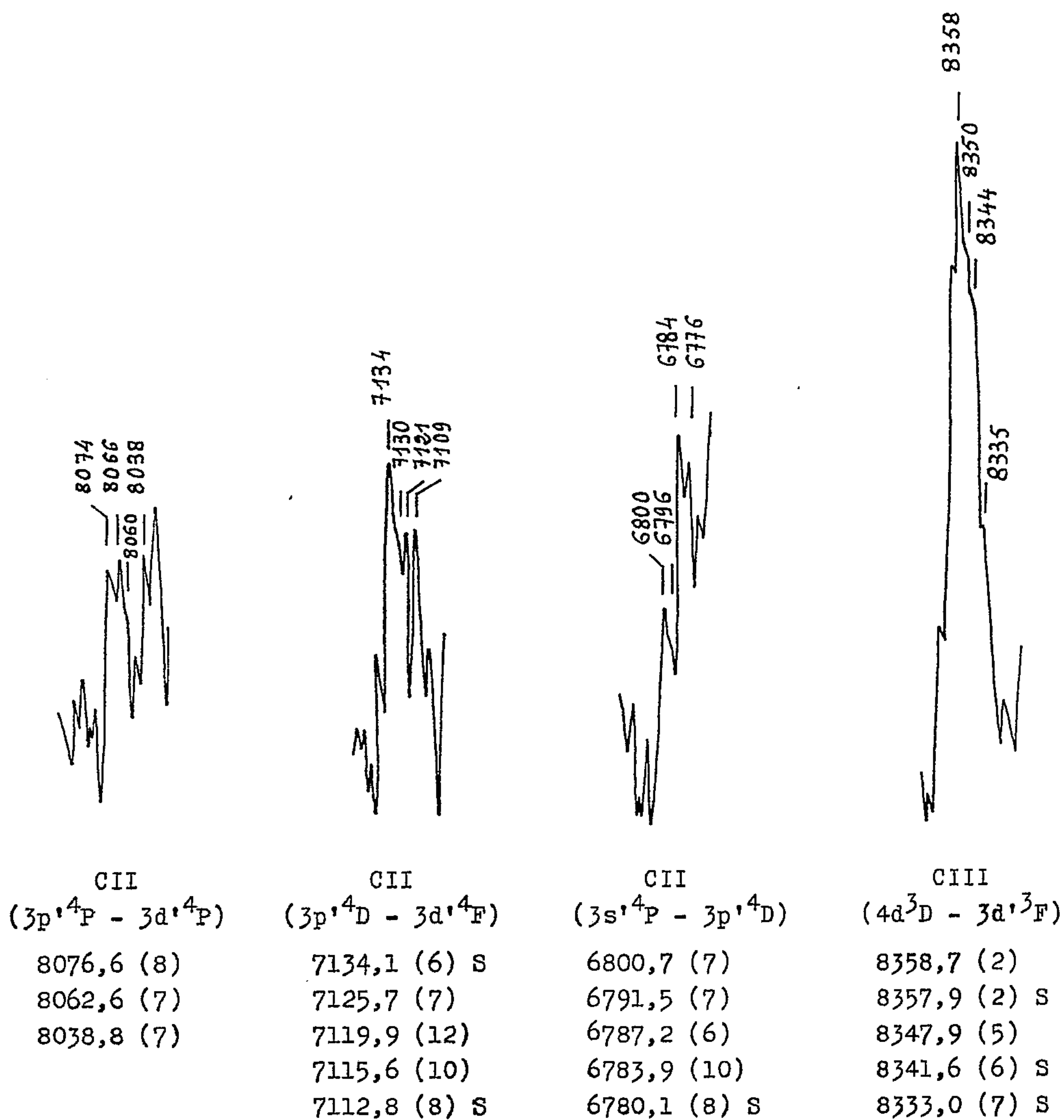
L'emploi d'un spectrographe à réseau a permis une analyse plus détaillée du spectre infrarouge de HD 184 738 où l'on retrouve les composantes, observées au laboratoire, des multiplets $3p'^4P-3d'^4P$, $3p'^4D-3d'^4F$, $3s'^4P-3p'^4D$ de C II et $4d^3D-3d'^3F$ de C III.

Nébuleuse à aspect stellaire, HD 184 738 (ou BD 30°3639) a été peu étudiée dans le proche infrarouge (1), (2), (3). J'ai repris cette étude avec un spectrographe à réseau plus dispersif que celui à prisme employé la première fois. Le réseau a 300 traits/mm, l'objectif de chambre est ouvert à *f*/2,4 et la dispersion moyenne est de 275 Å/mm. Le spectre a été obtenu à l'aide du télescope de 120 cm de l'Observatoire de Haute-Provence, en juillet 1957, avec une pose de 1 h 3/4 sur plaque IN-hypersensibilisée (4).

Le spectre est très riche; on y voit les raies fines aux contours bien nets dues à la nébuleuse et celles du noyau Wolf-Rayet plus larges, aux contours hérissés de pointes et d'inflexions. A part une raie à 8 522 Å, toutes les raies ont été identifiées grâce aux données de laboratoire de Glad (5) et Edlén (6), aux listes de longueurs d'onde de Swings et Jose (1) et à celles qu'Aller, Bowen, et Minkowski (7) ont publiées pour le spectre de N. G. C. 7027.

L'étude porte sur l'intervalle 5 600 à 8 800 Å. Les raies nébulaires sont celles de [N II], [S II], [A III], [O II], la raie H_α et les raies de Paschen de P_{12} à P_{21}. Le spectre du noyau de type WC 8 montre C II, C III, C IV comme dans l'étude précédente (2), (3) mais, l'emploi du spectrographe à réseau permet une analyse plus fine et met en évidence les composantes des multiplets $3p'^4P-3d'^4P$, $3p'^4D-3d'^4F$ et $3s'^4P-3p'^4D$ de C II et $4d^3D-3d'^3F$ de C III, observées pour la première fois dans leur ensemble dans un spectre stellaire. La figure montre ces multiplets; les longueurs d'onde mesurées sont portées à côté même des pointes ou inflexions correspondantes; au-dessous, les longueurs d'onde obte-

nues au laboratoire et leurs intensités sont dues à Glad [5] et Edlén [6]; les valeurs marquées S ont déjà été observées dans cet astre par Swings et Jose [1]. Les longueurs d'onde sont mesurées à 1 Å près environ, à cause de la dispersion relativement faible du spectrographe, de la largeur et du chevauchement partiel des raies et de l'imprécision des pointés sur les inflexions des contours.



Toutes les composantes du multiplet $3p'\,^4P$-$3d'\,^4P$ de C II sont mises en évidence; il semble même que l'aile de la raie 8 065,9 Å présente une inflexion mesurée à 8 060,1 Å. Mais ce groupe de raies a une faible intensité et se distingue à peine du grain de la plaque; seul un spectre plus posé permettrait d'affirmer la réalité physique de cet accident. Les trois composantes ont même intensité et l'accord avec les données de laboratoire est assez bon.

Seules, quatre des cinq composantes du multiplet $3p'\,^4D$-$3d'\,^4F$ de C II ont été

mises en évidence car on ne peut pas séparer sur l'enregistrement microphotométrique les deux raies 7112,8 Å et 7115,6 Å. D'autre part, l'intensité de 7134,4 Å est la plus grande, contrairement aux intensités du laboratoire ; cette anomalie s'explique par la présence de la raie nébulaire de [A III] à 7135,8 Å, mélangée à 7134,4 Å de C II. Une étude des nébuleuses planétaires dans la région du proche infrarouge montre la présence des deux raies 7751,0 et 7135,8 Å de [A III], cette dernière étant deux fois plus intense que la première. Dans la nébuleuse de Campbell, 7751,0 apparaît très nettement sur l'aile rouge de la raie de C IV (7726,2-7704,5 Å); il est donc certain que la raie 7135,8 Å est présente.

A la base de l'aile rouge de 6731,3 Å de [S II], apparaissent nettement quatre des composantes du multiplet de C II $3s'^4P - 3p'^4D$, l'une d'elles étant une inflexion dont la mesure est très imprécise. Elles ont une faible intensité : 6784,2 est la plus intense, 6799,9 la plus faible, ce qui est conforme aux valeurs obtenues au laboratoire.

La raie 8357,8 de C III est intense et on distingue sur son aile violette les quatre composantes du multiplet $4d^3D - 3d'^3F$. Comme le montre la figure, on ne peut distinguer 8358,7 et 8357,9 Å. Les longueurs d'onde trouvées pour les autres composantes semblent présenter un écart systématique de — 2 Å environ avec celles du laboratoire. Quant aux intensités, elles ne sont pas en bon accord avec celles trouvées par Edlén. C'est 8358,7 qui est la plus intense et 8333,0 la plus faible (*figure*), alors qu'au laboratoire on observe l'inverse. Mais ce désaccord est sans doute explicable : il existe uue raie de He I à 8361,8 Å ($3^3S - 6^3P^0$); d'autre part, les deux pointes de l'aile rouge sont les raies P_{20} et P_{21} de la série de Paschen. Cette superposition des raies de Paschen et de la raie de l'hélium peut expliquer l'intensité anormalement forte de la raie 8358 Å. Il faut dire aussi que les conditions d'excitation au laboratoire et dans les étoiles ne sont pas les mêmes et enfin que les intensités trouvées par Swings et Jose pour les composantes qu'ils ont observées dans ce multiplet ne sont pas non plus en bon accord avec les données de laboratoire.

Dans l'ensemble, les diverses transitions découvertes au laboratoire pour C II et C III sont observées dans le noyau de la nébuleuse de Campbell avec des intensités relatives comparables. Plusieurs composantes de ces multiplets sont ainsi observées pour la première fois sur le ciel, ce qui constitue le principal intérêt de la présente étude.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) P. Swings et P. D. Jose, *Astroph. J.*, 111, 1950, p. 513.
(2) Y. Andrillat et H. Andrillat, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 51.
(3) Y. Andrillat, *Supplément aux Annales d'Astrophysique*, n° 2.
(4) A. B. Meinel, *Astroph. J.*, 111, 1950, p. 556.
(5) S. Glad, *Arkiv för Fysik*, 7, 1953, p. 7.
(6) B. Edlén, *Vistas in Astronomy*, 2, Pergamon Press Londres, 1956, p. 1469.
(7) L. H. Aller, I. S. Bowen, R. Minkowski, *Astroph. J.*, 122, 1955, p. 62.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Interaction adiabatique nucléon-méson scalaire neutre.* Note de Mlle **Jacqueline Feldman**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous supposons les nucléons fixes (ce qui correspond à négliger les effets de recul). Pour représentation mathématique du problème, nous choisissons l'espace de Fock des impulsions du champ mésique; le symbole $|\ldots n_j \ldots\rangle$ représente le vecteur d'état où n_1 mésons ont l'impulsion k_1, n_2 l'impulsion k_2, n_j l'impulsion k_j, etc.

On a les relations

$$\langle \ldots m_j \ldots | \ldots n_j \ldots \rangle = \prod_j \delta m_j n_j, \qquad [a(k), a^*(k')] = \delta_{kk'};$$

$$a^*(k) | \ldots m_j \ldots \rangle = \sqrt{m_k + 1}\, | \ldots m_j + \delta_{jk} \ldots \rangle,$$

$$a(k) | \ldots m_j \ldots \rangle = \sqrt{m_k}\, | \ldots m_j - \delta_{jk} \ldots \rangle.$$

L'hamiltonien du système s'écrit :

$$\text{(1)} \qquad \mathrm{H} = \sum_k \omega(k)\, a^*(k)\, a(k) + g \sum_k \left[\frac{a^*(k)}{\sqrt{\omega(k)}} \alpha^*(k) + \frac{a(k)}{\sqrt{\omega(k)}} \alpha(k) \right],$$

où $\alpha(k)$ est un facteur de dimension des nucléons.

Nous supposons, ceci dans le but de traduire l'application adiabatique de l'interaction, que la « constante » de couplage g est une fonction du temps : $g(t) = g_0 e^{-\varepsilon |t|}$, où $\varepsilon > 0$. Nous examinerons les résultats obtenus, par passage à la limite, lorsque ε est nul, et comparerons avec les résultats classiques.

L'opérateur d'évolution $\mathrm{U}(t, t_i)$ est donné par l'équation (en représentation d'interaction) :

$$\text{(2)} \qquad i \frac{\partial \mathrm{U}}{\partial t} = \mathrm{H}(t)\, \mathrm{U}(t), \qquad \text{où} \quad \mathrm{H}(t) = \exp(it\mathrm{H}_0)\, \mathrm{H} \exp(-it\mathrm{H}_0).$$

Transition vide-vide. — En étudiant les éléments de matrice de $e^{it\mathrm{H}_0} a(k) e^{-it\mathrm{H}_0}$, on voit qu'on a $e^{it\mathrm{H}_0} a(k) e^{-it\mathrm{H}_0} = a(k) e^{-i\omega(k)t}$, d'où

$$[\mathrm{H}(t), a(k)] = -g(t)\, \alpha^*(k) \exp\big(it\omega(k)\big) \big(\omega(k)\big)^{-\frac{1}{2}}.$$

Posons

$$\text{(3)} \qquad a(k, t) = \mathrm{U}(t, t_i)\, a(k)\, \mathrm{U}^{-1}(t, t_i) = \lambda(k, t)\, a(k) + \mu(k, t).$$

On a, d'une part, $(d/dt)\, a(k, t) = (d\lambda/dt)\, a(k) + (d\mu/dt)$, de l'autre, $i(d/dt)\, a(k, t) = [\mathrm{H}(t), a(k, t)]$, d'où

$$i \frac{d\lambda}{dt} a(k) + i \frac{d\mu}{dt} = -\lambda g(t) \frac{\alpha^*}{\sqrt{\omega(k)}} \exp\big(it\omega(k)\big).$$

Par identification, et en tenant compte des conditions aux limites

$(a(k_1 t_i) = a(k))$,

$$(4) \qquad \lambda(k, t) = 1; \qquad \mu(k, t) = i \frac{\alpha^*(k)}{\sqrt{\omega(k)}} \int_{t_i}^{t} e^{it\omega(k)} g(t)\, dt.$$

Utilisant (2) et (3), on peut alors calculer $T(t) = \langle \ldots 0 \ldots | U | \ldots 0 \ldots \rangle$:

$$(5) \qquad T(t) = \exp\left[-\sum_k \frac{|\alpha(k)|^2}{\omega(k)} \int_{t_i}^{t} dt_1 \int_{t_i}^{t_1} dt_2\, g(t_1) g(t_2)\, e^{i\omega(t_2 - t_1)} \right].$$

Éléments de matrice de U. — la relation (3), s'écrit encore :

$$(6) \qquad a(k) U - U a(k) = -\mu(k) U; \qquad U a^*(k) - a^*(k) U = \bar{\mu}(k) U.$$

Utilisant successivement ces deux relations, on obtient :

$$(7) \qquad \begin{cases} \langle \ldots m_j \ldots | U | \ldots n_j \ldots \rangle = \sqrt{\dfrac{m_k}{n_k}} \langle \ldots m_j - \delta_{jk} \ldots | U | \ldots n_j - \delta_{jk} \ldots \rangle \\ \qquad + \dfrac{\bar{\mu}_k}{\sqrt{n_k}} \langle \ldots m_j \ldots | U | \ldots n_j - \delta_{jk} \rangle, \\ \langle \ldots m_j \ldots | U | \ldots n_j \ldots \rangle = \sqrt{\dfrac{n_k}{m_k}} \langle \ldots m_j - \delta_{jk} \ldots | U | \ldots n_j - \delta_{jk} \ldots \rangle \\ \qquad - \dfrac{\mu_k}{\sqrt{m_k}} \langle \ldots m_j - \delta_{jk} \ldots | U | - n_j \ldots \rangle. \end{cases}$$

On peut considérer l'espace de Hilbert $\mathcal{H}$ comme étant le produit des espaces de Hilbert $\mathcal{H}_k$, dont chacun correspond à une valeur fixée, $\vec{k}$, de l'impulsion, et écrire :

$$(8) \qquad \langle \ldots m_j \ldots | U | \ldots n_j \ldots \rangle = \prod_j \langle m_j | U | n_j \rangle.$$

Dans l'espace $\mathcal{H}_k$, on a alors les relations de récurrence :

$$\langle m | U | n \rangle = \sqrt{\frac{m}{n}} \langle m - 1 | U | n - 1 \rangle + \frac{\bar{\mu}}{\sqrt{n}} \langle m | U | n - 1 \rangle,$$

$$\langle m | U | n \rangle = \sqrt{\frac{n}{m}} \langle m - 1 | U | n - 1 \rangle - \frac{\mu}{\sqrt{m}} \langle m - 1 | U | n \rangle$$

où l'indice k est sous entendu ; on trouve en posant

$$T_k = \exp\left[-\frac{|\alpha(k)|^2}{\omega(k)} \int_{t_i}^{t} dt_1 \int_{t_i}^{t_1} dt_2\, e^{i\omega(t_2 - t_1)} g(t_1) g(t_2) \right],$$

$$(9) \qquad \langle m | U | n \rangle = T_k \frac{(-\mu)^m}{\sqrt{m}} \frac{\bar{\mu}^n}{\sqrt{n}} \sum_p (-)^p \frac{1}{|\mu|^{2p}} \frac{n!\, m!}{(n-p)!\, p!\, (m-p)!}$$

De (9) on passe aux formules générales par (8).

Probabilités de transition. — Soit

$$I = \int_{t_i}^{t} dt_1 \int_{t_i}^{t_1} dt_2\, g(t_1) g(t_2) \exp(i\omega(t_1 - t_2)).$$

On voit que

$$T_k = \exp\left(-\frac{|\alpha(k)|^2}{\omega(k)} I^*\right),$$

d'où

$$|T_k|^2 = \exp\left(-\frac{|\alpha(k)|^2}{\omega(k)}(I + I^*)\right) \quad \text{et} \quad |\mu(k)|^2 = \frac{|\alpha(k)|^2}{\omega(k)}(I + I^*).$$

Deux cas sont à envisager :

1° t, t_i finis : on retrouve alors tous les résultats classiques.

Prenons par exemple $t_i = 0$: Lorsque $\varepsilon \to 0$, $I + I^* \to [2(1 - \cos\omega t)]/\omega^2$. D'où

$$(10) \qquad |T|^2 = \exp\left(-2\sum_k \frac{(1 - \cos\omega(k))t\,|\alpha(k)|^2}{\omega^3(k)}\right)$$

En particulier, pour des nucléons ponctuels, la somme diverge comme $\int dk/k$, les probabilités de transitions sont donc toutes nulles à la limite. C'est le résultat bien connu, qui exprime une des contradictions de la théorie des champs, puisque la somme des probabilités de transition devrait être l'unité.

2° $t_i = -\infty$; $t = +\infty$. C'est le formalisme de la matrice S :

$$I + I^* = \frac{4\varepsilon^2}{(\varepsilon^2 + \omega^2)^2}.$$

La somme sur k donne un résultat fini $\left(\text{elle est comme } \int dk/k^3\right)$. Qu'on intègre d'abord et qu'on fasse ensuite tendre ε vers 0, ou bien qu'on procède inversement, le résultat est le même : $|T|^2 \to 1$ et ceci quelle que soit la source.

D'autre part, comme $|\mu(k)|^2 \to 0$, on doit d'après (9) que

$$(11) \qquad |\langle \ldots m_j \ldots | U | \ldots n_j \ldots \rangle|^2 \to |T|^2 \prod_j \delta m_j n_j \to 1.$$

Deux faits sont à souligner dans ces résultats :

D'abord, il n'y a plus de contradiction; en effet, d'après la quatrième relation d'incertitude $\Delta E \Delta t \sim 1$, le temps pendant lequel agit l'interaction étant infini, on doit avoir $\Delta E = 0$; si la masse μ_0 des mésons n'est pas nulle, on doit donc avoir nécessairement la transformation du vide en vide par S, soit $\langle \ldots 0 \ldots | S | \ldots 0 \ldots \rangle = 1$ ce qui est bien le cas ici. Par ailleurs l'absence de diffusion se produit quels que soient le nombre et la dimension des nucléons sources. La question est alors posée de savoir si ce résultat surprenant tient à la trop grande simplicité du modèle ou si même dans des problèmes plus généraux tenant compte du recul, se retrouverait la même situation, alors conséquence de la notion même d'application adiabatique de l'interaction. Mais l'abord de tels problèmes se révèle particulièrement complexe, le calcul exact de la matrice S ayant pu ici être mené jusqu'au bout grâce aux relations simples entre opérateurs de Heisenberg et de Schrödinger.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur une structure étendue de l'électron.* Note de M. **Ernest Joachim Sternglass**, présentée par M. Louis de Broglie.

On montre que les résultats expérimentaux de la diffusion électron nucléon aux fortes énergies sont compatibles avec une structure étendue purement électromagnétique de l'électron.

Comme il a été indiqué par Hofstadter [1], le résultat de la diffusion des électrons par les protons aux fortes énergies indique clairement un écart par rapport à l'interaction prévue pour des charges ponctuelles. Ceci peut être interprété ou bien comme l'échec de la théorie linéaire de l'électrodynamique [2] ou bien comme établissant l'existence de dimensions finies pour l'une ou pour les deux particules utilisées.

L'analyse détaillée de la diffusion des électrons aux fortes énergies a été faite jusqu'ici à partir de l'idée que l'extension finie doit être attribuée uniquement à une distribution de charge du proton. Cette interprétation semble à première vue la plus naturelle, mais elle conduit à certaines difficultés théoriques sérieuses qui n'ont pas été soulignées suffisamment. Ainsi, si l'on admet un grand diamètre pour la distribution des charges du proton on montre que la charge de l'électron est concentrée dans une région très petite par rapport au diamètre expérimental obtenu soit $\langle r_0^2 \rangle^{1/2} \simeq 1.10^{-13}$ cm. Ceci implique alors que la masse électromagnétique de l'électron est plus grande que la masse au repos observée par un facteur important car pour que n'importe quelle distribution de charge de signe donné fournisse une masse électromagnétique $\leq m_0$, il est nécessaire que $\langle r_0^2 \rangle^{1/2} \geq 1/2\, e^2/m_0 c^2 = 1,4.10^{-13}$ cm [2]. Une interprétation cohérente des résultats basés sur l'électrodynamique linéaire implique en conséquence que l'électron contienne une quantité non définie et non électromagnétique de matière dont l'énergie soit négative et réduise la masse électromagnétique à la masse expérimentale observée.

D'un autre côté, si l'on admet les dimensions relativement grandes du proton, on aboutit à une énergie électromagnétique beaucoup plus petite que la masse au repos M du proton. Ceci implique donc l'existence d'une matière non électromagnétique de nature différente qui ajouterait à la masse du champ électromagnétique; ceci implique donc l'existence d'au moins deux types de matière pondérable pour lesquels il n'existe ni théorie, ni évidence expérimentale. A cette complication il faut ajouter la difficulté qu'il n'existe pas de fondement théorique permettant d'arriver à des valeurs quantitatives précises des dimensions de l'électron et du proton si l'on introduit des types de matière nouveaux non électromagnétiques.

Nous admettrons donc désormais que l'électron est doué d'une masse purement électromagnétique. On montre alors facilement que les résultats expéri-

mentaux de la diffusion électron-proton définissent la forme et l'extension de la distribution des charges qui représentent l'électron qui se trouvera de l'ordre du rayon classique habituel. Les dimensions précises de la source électron peuvent être déterminées sans ambiguïté par la condition que l'énergie de champ totale soit égale à l'énergie de la masse au repos m_0c^2.

La meilleure explication des faits est fournie par une distribution exponentielle $\rho(r) = \rho_0 \exp(-r/b)$ (1). Utilisant ce résultat empirique on obtient immédiatement

$$b = \left(\frac{5}{32}\right)\left(\frac{e^2}{m_0c^2}\right) = 0,44.10^{-13}\ \text{cm}, \qquad \rho_0 = \frac{e}{8\pi b^3}$$

et

$$\langle r_0^2 \rangle_{el}^{1/2} = \sqrt{12}\,b = 1,52.10^{-13}\ \text{cm}.$$

Cette valeur pour $\langle r_0^2 \rangle_{el}^{1/2}$ doit être comparée avec la distribution des valeurs possibles qui peuvent être adaptées aux faits sur la base de différentes hypothèses sur la forme et les dimensions de la distribution du moment magnétique. Hofstadter a établi que quoique les meilleurs résultats soient obtenus par $\langle r_0^2 \rangle^{1/2} = 0,80.10^{-13}$ cm on peut rendre compte de l'expérience avec $0,6 \lesssim \langle r_0^2 \rangle^{1/2} \lesssim 1,5.10^{-13}$ cm ce qui n'exclut pas la valeur théorique que nous proposons pour les dimensions de l'électron.

Dans la mesure où la valeur du rayon de l'électron est suffisante pour expliquer seule la distribution complète des charges observées, cela signifie que les dimensions du proton sont très faibles, mais ceci est en accord avec l'hypothèse que la masse au repos du proton est également d'origine électromagnétique. Si l'on admet en effet également une forme exponentielle pour la distribution de charge du proton on obtient une longueur caractéristique $b_p = (1/1836)b$ ce qui donne $\langle r_0^2 \rangle_p^{1/2} = 0,83.10^{-16}$ cm. L'ordre de grandeur de $\langle r_0^2 \rangle_p^{1/2}$ ne change pas même si une partie appréciable de la masse observée était attribuée à de la matière pondérable.

Il nous reste à examiner si une autre preuve expérimentale directe existe qui pourrait être confrontée à notre hypothèse. En ce qui concerne les grandes dimensions de la distribution de charge de l'électron, elle est encore trop faible pour intervenir dans la plupart des phénomènes atomiques à l'exclusion de faits d'ordre supérieur comme pour la structure hyperfine de l'hydrogène, pour lequel il ne pourrait être distingué d'une grande dimension du proton. En ce qui concerne l'indication de grande dimension pour le proton dans la diffusion à forte énergie, il faut remarquer que les interactions nucléaires spécifiques prédominent par rapport à la force de Coulomb si bien que la dimension observée porte seulement sur le rayon d'action des forces nucléaires et non sur la distribution des charges.

D'autres informations expérimentales sur la dimension des particules élémentaires ont été fournies par les expériences sur les mésons. On peut

attribuer la même distribution de champ électromagnétique aux mésons π et μ que celle de l'électron. Avec cette hypothèse la masse additionnelle pourrait être considérée comme provenant d'une certaine forme d'excitation si bien que l'introduction d'une masse non électromagnétique n'est pas absolument nécessaire. De tels diamètres ne sont pas incompatibles avec les résultats expérimentaux sur la dimension des mésons π et μ ainsi que ceux concernant les atomes mésiques. Attribuer une dimension aux mésons π égale à celle de l'électron expliquerait également les dimensions des neutrons si on les considère comme une source quasi ponctuelle positive entourée par un nuage mésique négatif. Ceci rendrait compte non seulement de l'écartement des nucléons dans les noyaux mais fournirait également une explication physique pour la forme et l'épaisseur de la surface nucléaire.

L'hypothèse d'une grande dimension pour l'électron supprime également un certain nombre de problèmes sérieux dans l'interaction des électrons de grande énergie avec les noyaux plus lourds que les protons. Considérant que de notre point de vue le rayon $\langle r_0^2 \rangle_{\text{nucl}}^{1/2}$ doit être calculé à partir de la relation $\langle r_0^2 \rangle_{\text{obs}} = \langle r_0^2 \rangle_{\text{nucl}} + \langle r_0^2 \rangle_{\text{el}}$ il est évident que les valeurs observées doivent être plus grandes que le rayon théorique. Ceci explique immédiatement pourquoi les résultats de la diffusion élastique du deutéron ne peuvent être interprétés qu'en attribuant une distribution large à l'un des deux nucléons simultanément ([3]); ceci explique pourquoi la diffusion inélastique sur le deutéron indique que le neutron et le proton ont une diffusion de moment magnétique identique, malgré la différence apparente de charge qu'on déduit de la collision élastique ([1]). L'hypothèse faite n'exige pas en conséquence l'abandon de la représentation intuitive du neutron comme une source protonique quasi ponctuelle entourée d'un nuage mésique négatif de dimension comparable à celle de l'électron ([4]). Il est en conséquence possible de s'en tenir à un noyau protonique de dimension faible par rapport à la longueur d'onde Compton.

Comme vérification quantitative additionnelle on peut calculer $\langle r_0^2 \rangle_{\text{nucl}}^{1/2}$ pour He^4, Li^6, Li^7 et Be^9 à partir des résultats de la diffusion ([1]) en utilisant $\langle r_0^2 \rangle_{\text{el}}^{1/2} = 1{,}52 . 10^{-13}$ cm. Dans l'ordre ci-dessus on obtient 1,0; 2,3; 2,2; et $2{,}6 . 10^{-13}$ cm, alors que la valeur expérimentale moyenne de $1{,}8 . 10^{-13}$ cm a été utilisée pour les modèles exponentiel et Gaussian pour He^4. La déviation moyenne arithmétique des valeurs expérimentales est $-5\,\%$ alors qu'elle est de $+24\,\%$ si $\langle r_0^2 \rangle_{\text{el}}^{1/2} = 0$.

Les problèmes théoriques posés par un modèle étendu seront discutés dans une publication ultérieure.

(1) R. Hofstadter, *Rev. Mod. Phys.*, 28, 1956, p. 214.
(2) G. Jacobi et N. Kolesnikoff, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 286.
(3) J. A. McIntyre, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 1464.
(4) D. R. Yennie, M. M. Lévy et D. G. Ravenhall, *Rev. Mod. Phys.*, 29, 1957, p. 144.

CHRONOMÉTRIE. — *Calcul de la période des petites oscillations en fonction de leur amplitude.* Note (*) de M. **Raymond Chaléat**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. Soit un système à liaisons complètes dépendant du paramètre θ, $\theta = 0$ définissant la position d'équilibre stable. Il est soumis à des forces dérivant de la fonction $U(\theta)$ et son énergie cinétique est de la forme $A(\theta)(\theta'^2/2)$. En désignant par A et ω le moment d'inertie et la pulsation pour les oscillations infiniment petites, le théorème des forces vives peut s'écrire

$$(1) \qquad A\theta'' + A\omega^2\theta = \frac{dU(\theta)}{d\theta} + A\omega^2\theta - \frac{\theta'^2}{2}\frac{dA(\theta)}{d\theta} + [A - A(\theta)]\theta'',$$

qui met en évidence au second membre le couple perturbateur $A\omega^2\Gamma(\theta, \theta')$.

Supposons que $A(\theta)$ et $U(\theta)$ soient, au voisinage de $\theta = 0$, développables suivant les puissances de θ et soient

$$A(\theta) = A\left[1 + \sum_{n=1}^{+\infty} a_n\theta^n\right], \qquad U(\theta) = -\frac{A\omega^2\theta^2}{2}\left[1 + \sum_{n=1}^{+\infty} b_n\theta^n\right],$$

ces développements. En portant au second membre de (1) nous obtenons la fonction perturbatrice

$$(2) \qquad \Gamma(\theta, \theta') = \frac{\theta\displaystyle\sum_{n=1}^{+\infty}\left(a_n - \frac{n+2}{2}b_n\right)\theta^n - \frac{\theta'^2}{2\omega^2}\sum_{n=1}^{+\infty} n a_n\theta^{n-1}}{1 + \displaystyle\sum_{n=1}^{+\infty} a_n\theta^n}.$$

2. Nous nous proposons de calculer le développement de la période T suivant les puissances croissantes de l'amplitude initiale θ_0, en nous limitant aux termes en θ_0^4. Si T_0 est la période des oscillations infiniment petites et si $\Delta T = T - T_0$, l'accroissement relatif de période $\Delta T/T_0$ est donné par la formule d'Airy. La seconde approximation de cette formule donne [1] :

$$(3) \qquad \frac{\Delta T}{T_0} = \frac{I}{\theta_0} + \frac{J+K}{\theta_0^2},$$

avec

$$(4) \quad \begin{cases} I = \dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\int_0^{2\pi} \Gamma(\theta_1, \theta'_1)\cos\varphi\, d\varphi, \qquad J = \dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\int_0^{2\pi} [\Gamma(\theta_1, \theta'_1)]^2\, d\varphi, \\ K = \dfrac{1}{2\pi}\displaystyle\iint \left[2\Gamma(\theta_1, \theta'_1)\cos\varphi - \theta_0\dfrac{\partial}{\partial\theta}\Gamma(\theta_1, \theta'_1)\right]\Gamma(\theta_0\cos\varphi', -\omega\theta_0\sin\varphi')\sin\varphi'\, d\varphi\, d\varphi' \\ \qquad (0 < \varphi' < \varphi < 2\pi), \end{cases}$$

où $\theta_1 = \theta_0\cos\varphi$, $\theta'_1 = -\omega\theta_0\sin\varphi$, $\varphi = \omega t$ et où $\Gamma(\theta, \theta')$ est le quotient du couple perturbateur par $A\omega^2$.

D'après (3) nous limiterons le développement de $\Gamma(\theta, \theta')$ aux termes en θ_0^3

et celui des fonctions engagées sous les signes somme J et K aux termes en θ_0^6.

3. Le développement (2) se met sous la forme

$$(5)\qquad \Gamma(\theta, \theta') = \alpha_1\theta^2 + \alpha_2\theta^3 + \alpha_3\theta^4 + \alpha_4\theta^5 + \ldots + \frac{\theta'^2}{2\omega^2}[-a_1 + \beta_1\theta + \beta_2\theta^2 + \beta_3\theta^3 \ldots],$$

où α_n et β_n sont respectivement des polynomes de degrés n et $n+1$ par rapport à a_1 et b_1. Soit $\gamma_n\theta^n$ l'un des termes du développement (5). On sait d'après la méthode d'approximations successives de E. Picard que la première approximation de la formule d'Airy n'est valable qu'à condition de négliger les termes en $\gamma_n^2\theta^{2n}$, la seconde approximation à condition de négliger les termes en $\gamma_n^3\theta^{3n}$. Nous devons donc, dans α_3, α_4, β_3 et β_4 ne pas tenir compte des termes en a_1 et b_1 qui conduisent dans $\Delta T/T$ à des termes du même ordre de grandeur que ceux qui doivent être négligés. De la même façon, des termes tels que $a_1^2 a_2\theta^6$, $a_2 b_1\theta^6$ dans le développement des fonctions engagées sous les signes somme de J et K doivent être négligés comme étant du troisième ordre. Dans ces conditions les coefficients a_1 et b_1 ne doivent être conservés que dans la partie principale du développement de $\Delta T/T$ (terme en θ_0^2), leur contribution dans les termes suivants est illusoire.

4. Avec les restrictions précédentes nous obtenons pour les coefficients du développement (5) :

$$(6)\qquad \begin{cases} \alpha_1 = a_1 - \frac{3}{2}b_1, \quad \alpha_2 = -a_1^2 + \frac{3}{2}a_1 b_1 + a_2 - 2b_2, \\ \alpha_3 = -2a_1a_2 + 2a_1b_2 + \frac{3}{2}a_2b_1 + a_3 - \frac{5}{2}b_3, \\ \alpha_4 = -2a_1a_3 + \frac{5}{2}a_1b_3 + \frac{3}{2}a_3b_1 - a_2^2 + 2a_2b_2 + a_4 - 3b_4; \end{cases}$$

$$\beta_1 = a_1^2 - 2a_2, \qquad \beta_2 = 3a_1a_2 - 3a_3, \qquad \beta_3 = 4a_1a_3 + 2a_2^2 - 4a_4.$$

Le calcul assez pénible des intégrales (4) conduit aux résultats suivants :

$$I = \frac{\theta_0^3}{16}(\beta_1 + 6\alpha_2) + \frac{\theta_0^5}{32}(\beta_3 + 10\alpha_4),$$

$$J = \frac{\theta_0^4}{32}(3a_1^2 - 4a_1\alpha_1 + 12\alpha_1^2) + \frac{\theta_0^5}{32}[\beta_1(\beta_1 + 4\alpha_2) + 2\beta_2(2\alpha_1 - a_1) + 4\alpha_3(10\alpha_1 - a_1) + 20\alpha_2^2],$$

$$K = \frac{\theta_0^4}{480}\Big\{5(a_1 + 2\alpha_1)(2\alpha_1 - 5a_1) + 20\theta_0(a_1 - \alpha_1)(\beta_1 + 6\alpha_2) + \frac{15}{32}\theta_0^2\Big[64\alpha_3(4\alpha_1 - 5a_1) - 15\beta_1^2 - 52\beta_1\alpha_2 - 92\alpha_2^2 + \frac{64}{3}\beta_2(\alpha_1 - a_1)\Big]\Big\}.$$

En y remplaçant les α_i et β_i par leurs expressions (6) il vient finalement

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\theta_0^2}{16}(4a_2 - a_1^2 - 6a_1b_1 - 12b_2 + 15b_1^2) + O(\theta_0^3) \qquad \text{si} \quad a_1 \text{ et } b_1 \neq 0,$$

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\theta_0^2}{4}(a_2 - 3b_2) + \frac{\theta_0^2}{64}(12a_4 - 3a_2^2 - 14a_2b_2 + 57b_2^2 - 60b_4) + O(\theta_0^6)$$

$$\text{si} \quad a_1 = b_1 = 0.$$

Ces formules ont de nombreuses applications et elles suffisent pratiquement dans la plupart des cas. Si, s'en tenant à cette méthode, on désirait connaître les coefficients de θ_0^3 et θ_0^4 dans $\Delta T/T$ pour le cas où a_1 et b_1 sont différents de zéro, il faudrait au préalable chercher les approximations d'ordre supérieur de la formule d'Airy.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) J. HAAG, *Mouvements vibratoires*, I, chap. 7, p. 115-118 (P. U. F.).

BASSES TEMPÉRATURES. — *Solubilité de l'azote dans l'hydrogène au-dessous de la température critique de l'hydrogène.* Note (*) de M. **PIERRE PETIT**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Z. Dokoupil, G. Van Soest et M. D. P. Swenden, ont étudié et publié (1) l'équilibre entre la phase solide et la phase gazeuse du système hydrogène-azote, au-dessus de la température critique de l'hydrogène.

Nous avons poursuivi cette étude au-dessous de la température critique pour le même système. Nous mesurons la solubilité dans le liquide, c'est-à-dire la concentration de l'azote dans la phase liquide.

Nous partons d'un mélange à 300 parties par million (p. p. m.) d'azote obtenu à partir d'hydrogène à moins de 1 p. p. m. d'impuretés globales et d'azote à 99,99 %. L'analyse est faite par condensation de l'azote à la température de l'hydrogène liquide, bouillant sous pression atmosphérique, et revaporisation à température ambiante. La mesure de la pression se fait à l'aide d'un manomètre à huile. L'appareil d'analyse permet de déterminer le p. p. m. (1 p. p. m. en molécules ou en volume de gaz).

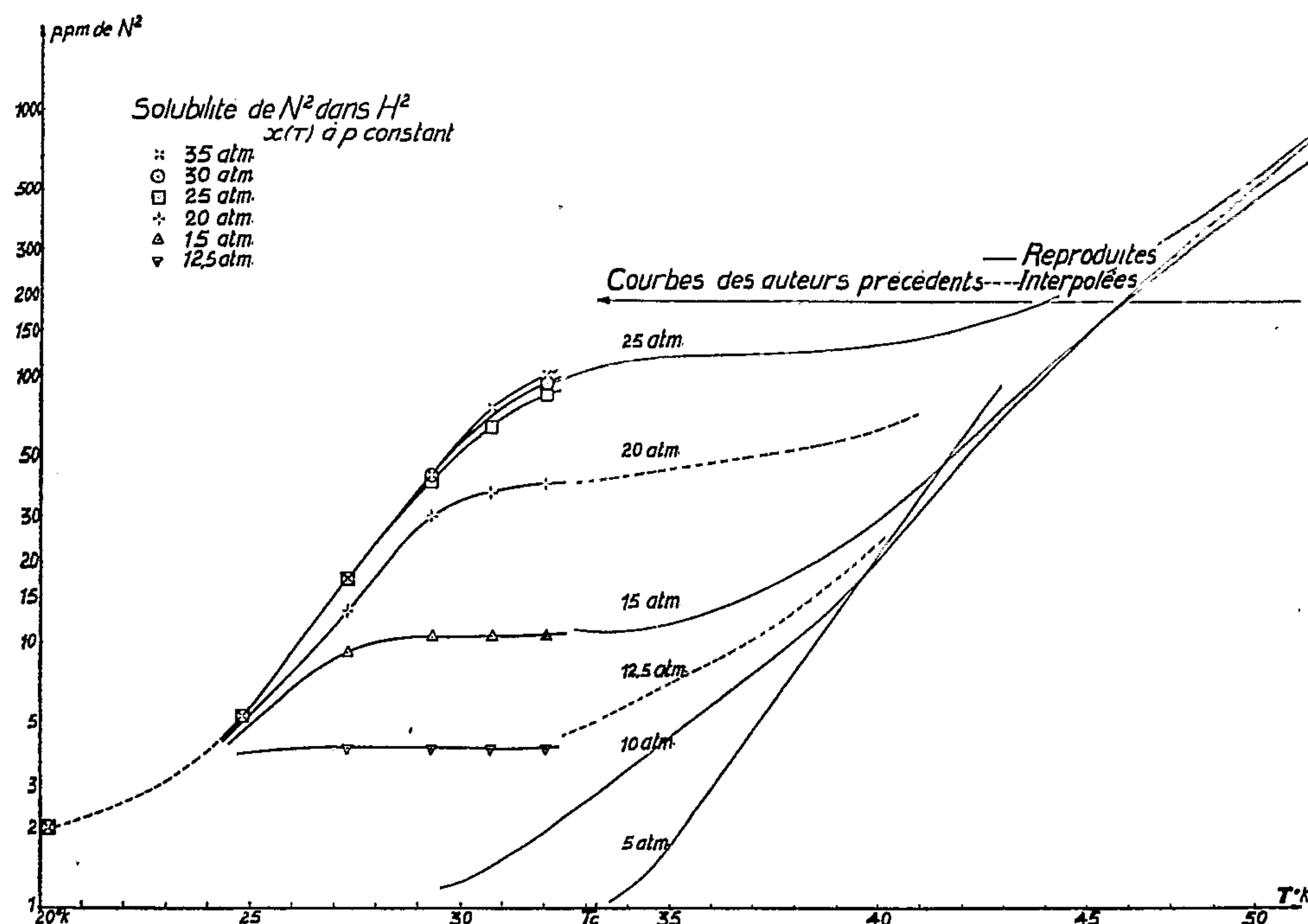
On analyse le gaz provenant de la vaporisation forcée du fluide condensé. Dans une telle vaporisation en bloc le fluide conserve sa composition. L'état d'équilibre étant obtenu par la méthode de circulation à circuit fermé, on peut extraire le gaz en un point quelconque du circuit.

Par une série de mesures faites après des durées différentes de circulation du fluide, on s'est assuré que l'équilibre est atteint au moment de l'extraction de l'échantillon à analyser.

Les résultats obtenus sont insérés dans le tableau ci-dessous et les courbes tracées en fonction de la température à pression constante.

T° K.	35 atm.	30 atm.	25 atm.	20 atm.	15 atm.	12,5 atm.
20,2...	2 p.p.m.	2 p.p.m.	2 p.p.m.	2 p.p.m.	2 p.p.m.	2 p.p.m.
24,8...	5,2 »	5,2 »	5,2 »	–	–	–
27,3...	17 »	17 »	17 »	13 p.p.m.	9 p.p.m.	4 p.p.m.
29,3...	43 »	43 »	40,2 »	30 »	10,5 »	4 »
30,7...	75,5 »	–	65 »	36,3 »	10,5 »	4 »
32.....	101 »	95 p.p.m.	85 »	39,6 »	10,5 »	4 »

Pour les pressions inférieures à 10 atm on obtient toujours moins de 2 p. p. m. dans toute notre étendue de températures. Nous avons porté en trait fin les courbes publiées par les auteurs précédents (celles en pointillé sont obtenues par interpolation); les raccordements sont satis-



faisants. Au-dessous de 4 p. p. m. nous sommes trop près de la limite de sensibilité de notre appareil pour tracer les courbes avec certitude.

L'allure générale des courbes indique une augmentation rapide de la solubilité avec la pression dans une large gamme de températures et surtout une montée rapide avec la température de part et d'autre d'un quasi-palier de solubilité.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) Communication of the Kamerlingh Onnes Laboratory of the University of Leiden, n° 297, reprinted from *Applied Scientific Research*, A5, 1955, p. 182.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur le calcul du condensateur à armatures tournantes pilotant un générateur ultra-basse fréquence.* Note (*) de MM. **Pierre Dupin**, **Robert Lacoste** et **Henri Martinot**, transmise par M. Charles Camichel.

Après avoir rappelé le principe d'un générateur ultra-basse fréquence proposé par l'un d'eux, et basé sur la modulation de l'amplitude d'une tension haute fréquence au moyen d'une capacité variable, les auteurs proposent une méthode de détermination mathématique de la forme et des dimensions des armatures du condensateur.

Le générateur ultra-basse fréquence proposé par l'un d'entre nous ([1]) comporte deux condensateurs connectés en série constituant à l'aide d'une inductance un circuit oscillant alimenté par un générateur haute fréquence. Ces deux condensateurs sont réalisés au moyen de deux cylindres concentriques en matériau isolant qui supportent les armatures. Ces dernières doivent être choisies de telle façon que la capacité équivalente des deux condensateurs en série reste constante et que l'amplitude des tensions obtenues aux bornes de l'un et l'autre condensateurs soit modulée sinusoïdalement en fonction du temps si l'on imprime à l'un des cylindres un mouvement de rotation uniforme.

Pour que l'amplitude de la tension aux bornes de la capacité C_1 (*fig.* 1) varie sinusoïdalement en fonction de la position respective des deux cylindres, repérée par l'angle θ, on montre que les capacités C_1 et C_2 doivent s'exprimer par les relations

$$(1) \qquad C_1 = \frac{2\Upsilon}{1 + m\sin\theta}, \qquad C_2 = \frac{2\Upsilon}{1 + m\sin(\theta + \pi)},$$

Υ représentant la capacité équivalente des condensateurs C_1 et C_2 en série et m le rapport de modulation.

Ces variations de capacité sont obtenues par un choix convenable de la forme et des dimensions des armatures fixées sur les deux cylindres. L'armature mobile étant constituée par une portion de la surface cylindrique limitée par deux génératrices, définissons l'armature fixe en considérant que l'épaisseur e du diélectrique est faible devant le rayon des électrodes et que, par suite, sa surface est donnée par

$$(2) \qquad S(\theta) = \frac{2\Upsilon}{\varepsilon_0}\,\frac{1}{1 + m\sin\theta}.$$

Or, si l'on désigne par δ l'angle au centre qui sous-tend la surface cylindrique de l'armature mobile, il apparaît que la surface définie par (2) devrait satisfaire à la condition

$$(3) \qquad S'(\theta) + S'(\theta + \delta) = 0.$$

Étant donné l'impossibilité de trouver une valeur δ unique, telle que les relations (2) et (3) soient compatibles, on décompose la surface de l'armature fixe en aires partielles mises en présence d'armatures mobiles d'angles d'ouverture différents et satisfaisant à la condition (2). Ces aires partielles constituent les termes d'une série dont le terme constant correspond à la surface $S_0 = (2\Upsilon e/\varepsilon_0)[1/(1 + m)]$. Si l'armature mobile du condensateur est constituée par une bande de largeur πR, l'armature fixe doit être un cylindre de longueur

$$L_0 = \frac{2\Upsilon e}{\varepsilon_0 R}\,\frac{1}{\pi}\,\frac{1}{1 + m}.$$

La surface correspondant au premier terme fonction de θ est donnée par

$$S_{11} = \frac{2\Upsilon e}{\varepsilon_0} \frac{m(1-\sin\theta)}{(1+m)(1+m\sin\theta)} \quad (0 < \theta < \pi);$$

$$S_{12} = \frac{2\Upsilon e}{\varepsilon_0} \left[\frac{1-2m\sin\theta}{1-m\sin\theta} - \frac{1}{1+m} \right] \quad (\pi < \theta < 2\pi)$$

et l'on trouve

$$S'_{11}(\theta) + S'_{12}(\theta + \pi) = 0.$$

Or, si l'on considère une surface cylindrique limitée par deux génératrices et de largeur égale à πR, tournant de 2π autour de son axe en présence d'une surface coaxiale limitée par la courbe des variations de $S'_1(\theta)$ dans l'intervalle $\pi/2$, $3\pi/2$, l'aire commune aux deux armatures varie comme celle définie par la courbe $S_1(\theta)$ entre $\pi/2$ et $5\pi/2$.

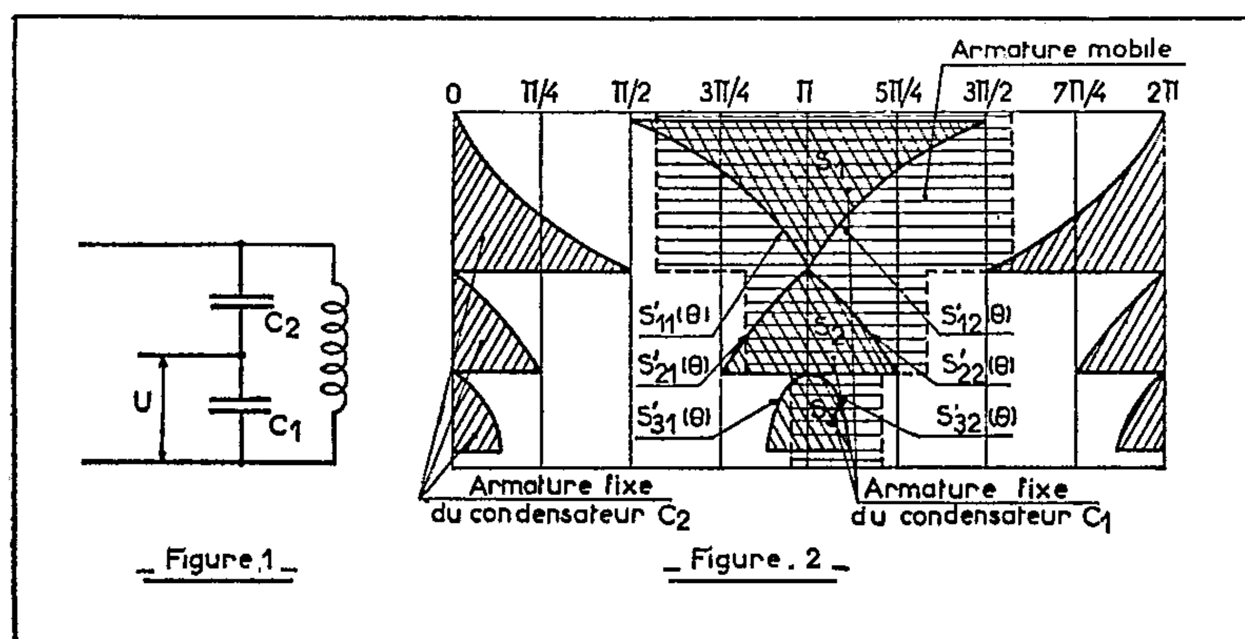


Figure 1 — Figure 2

L'étude du premier terme conduit donc pour l'armature fixe à la surface partielle S_1 (*fig.* 2) ayant la forme d'un triangle curviligne et balayée par une armature mobile d'angle au centre π. Les côtés curvilignes ont respectivement pour équation

$$S'_{11} = \frac{2\Upsilon e}{\varepsilon_0 R} \frac{-m\cos\theta}{(1+m\sin\theta)^2} \quad \left(\frac{\pi}{2} < \theta < \pi\right); \qquad S'_{12} = \frac{2\Upsilon e}{\varepsilon_0 R} \frac{-m\cos\theta}{(1-m\sin\theta)^2} \quad \left(\pi < \theta < \frac{3\pi}{2}\right).$$

La base a pour valeur πR et la hauteur $L_1 = 2\Upsilon e . m/\varepsilon_0 R$.

La surface restant à définir, compte tenu de S_0 et S_1 a pour expression

$$\Sigma_2 = \frac{4\Upsilon e}{\varepsilon_0} \frac{m^2\sin^2\theta}{1-m^2\sin^2\theta} \qquad \text{pour} \quad \pi < \theta < 2\pi,$$

l'angle δ de l'armature mobile correspondante étant maintenant égal à $\pi/2$.

Cependant $\Sigma'_2(\theta) + \Sigma'_2[\theta + (\pi/2)] \neq 0$.

On est donc conduit à décomposer à nouveau la surface Σ_2 en deux surfaces S_2 et S_3. Le calcul se conduit de la même façon de proche en proche et c'est ainsi qu'on obtient successivement pour les second et troisième termes :

Triangle S_2, balayé par l'armature mobile d'angle au centre $\pi/2$.
Côtés curvilignes :

$$S'_{21}=\frac{4\Upsilon e}{\varepsilon_0 R}\frac{m^2\sin 2\theta}{(1-m^2\sin^2\theta)^2},\qquad S'_{22}=\frac{4\Upsilon e}{\varepsilon_0 R}\frac{m^2\sin 2\theta}{(1-m^2\cos^2\theta)^2};$$

Base :

$$b_2=\frac{\pi R}{2}.$$

Hauteur :

$$L_2=\frac{16\Upsilon e}{\varepsilon_0 R}\frac{m^2}{(2-m^2)^2}.$$

Triangle S_3 balayé par l'armature mobile d'angle au centre $\pi/4$.
Côtés curvilignes :

$$S'_{31}=\frac{2\Upsilon e}{\varepsilon_0 R}\frac{m^4(m^2-2)\sin 4\theta}{\left[1-m^2+\frac{m^4}{4}\sin^2 2\theta\right]^2},\qquad S'_{32}=\frac{2\Upsilon e}{\varepsilon_0 R}\frac{m^4(m^2-2)\sin 4\theta}{\left[1-m^2+\frac{m^4}{4}\cos^2 2\theta\right]^2}.$$

Base :

$$b_3=\frac{\pi R}{4}.$$

Hauteur :

$$L_3=\frac{2\Upsilon e}{\varepsilon_0 R}\frac{16m^4(2-m^2)}{\left[(2-m^2)^2-\frac{m^4}{2}\right]^2}.$$

La figure 2 représente la vue développée des armatures fixes des condensateurs C_1 et C_2 qui sont décalées de π dans l'espace.

En conclusion, il est donc possible de calculer la valeur de ces deux capacités, avec une précision ne dépendant que du nombre de termes de la série. Toutefois, il suffit la plupart du temps de se limiter au quatrième ordre, les corrections apportées devenant, au-delà, inférieures aux erreurs de construction mécanique de l'appareil.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) P. Dupin, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 319.

SEMI-CONDUCTEURS. — *Statistique des impuretés divalentes compensées dans les semi-conducteurs*. Note (*) de M. **Wladimir Mercouroff**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'introduction d'une impureté compensatrice monovalente d'un type opposé à l'impureté divalente peut modifier très fortement la variation du nombre de porteurs libres avec la température.

Champness a étudié la statistique des centres d'impuretés divalentes dans un semi-conducteur (1). Les calculs sont faits dans le cas où il n'y a pas de compen-

sation. L'introduction de centres d'impuretés compensatrices de type opposé à l'impureté divalente prédominante peut modifier de façon notable la variation du nombre de porteurs libres avec la température.

Posons E_1 et E_2 les énergies d'un porteur lié respectivement à un centre M^0 neutre et à un centre $M^{\pm}$ une fois ionisé, (énergies comptées suivant le cas à partir du bas de la bande de conduction ou du haut de la bande de valence), N la concentration d'impuretés divalentes, N' la concentration d'impuretés compensatrices (monovalentes), n le nombre de porteurs libres (électrons pour le type N et trous pour le type P), M_0, M_1, M_2 les concentrations de centres M_0 neutres, $M^{\pm}$ une fois ionisés, $M^{\pm\pm}$ deux fois ionisés et N_e le nombre de places effectives dans la bande de conduction (type N) ou la bande de valence (type P) :

$$N_e = 2\left(\frac{2\pi m_{\mp}^{*} kt}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}},$$

Écrivons, en tenant compte de la dégénérescence de spin, la loi d'action de masse appliquée aux équilibres :

(1) $$M^0 \rightleftharpoons M^{\pm} + e^{\mp} : \quad \frac{M_1 n}{2 M_0 N_e} = \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right);$$

(2) $$M^{\pm} \rightleftharpoons M^{\pm\pm} + e^{\mp} : \quad \frac{2 M_2 n}{M_1 N_e} = \exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right).$$

D'autre part la neutralité électrique s'écrit :

(3) $$M_1 + 2M_2 = n + N'.$$

Enfin le nombre total de centres M^0, $M^{\pm}$, $M^{\pm\pm}$ est

(4) $$M_0 + M_1 + M_2 = N.$$

Pour avoir l'équation donnant le nombre de porteurs libres, il suffit d'éliminer M_0, M_1, M_2 entre ces quatre équations. On obtient, en posant $x = n/2N$:

$$x^3 + x^2(C + 2\alpha) + x\alpha(\beta + 2C - 1) + (C - 1)\alpha\beta = 0$$

avec

$$C = \text{taux de compensation} = \frac{N'}{2N};$$

$$\alpha = \frac{N_e}{2N}\exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right),$$

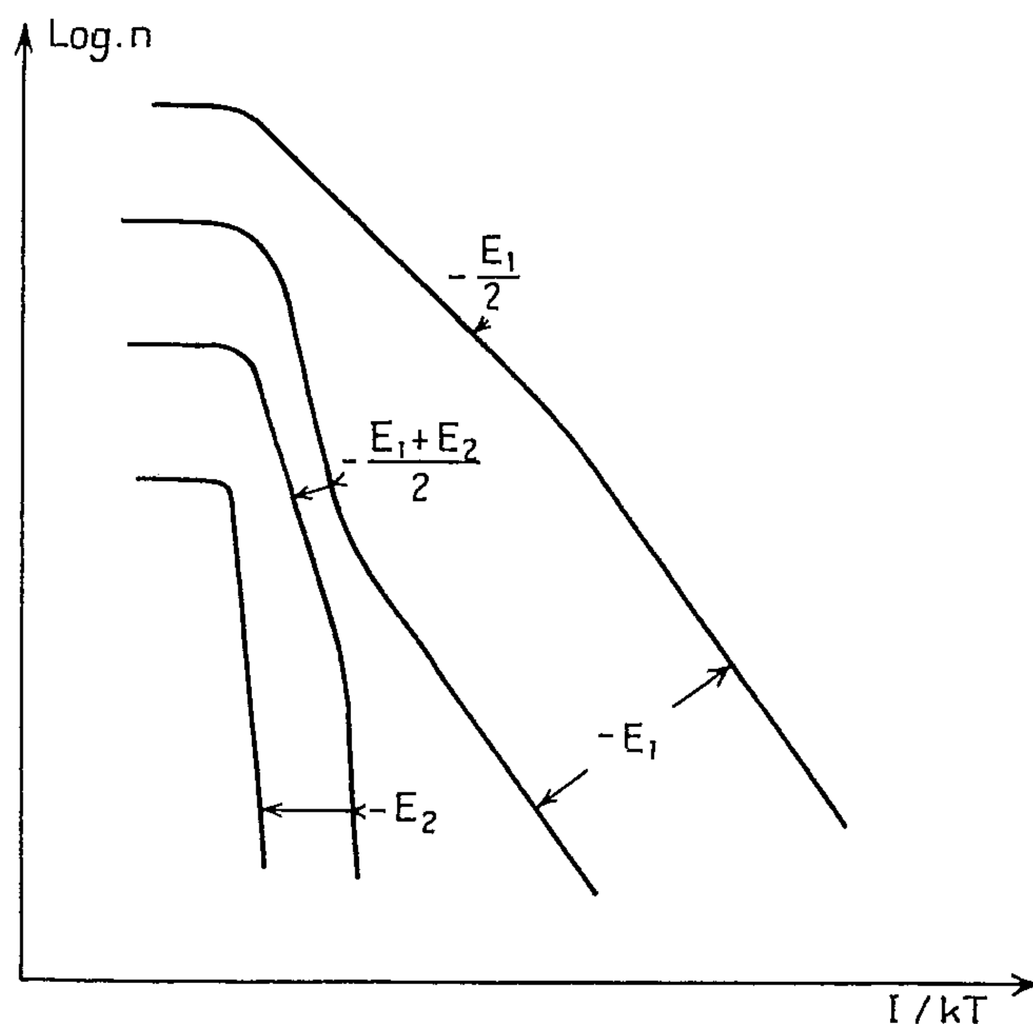
$$\beta = \frac{N_e}{2N}\exp\left(-\frac{E_2}{kT}\right).$$

(Cette équation se réduit à celle de Champness dans le cas $C = 0$.)

Le résultat de la résolution approchée de cette équation est indiqué sur la figure où on a porté $\text{Log}\, n$ en fonction de $1/kT$. Quatre cas sont à distinguer :

I. Compensation faible : $C \ll 1/2$, $(N' \ll N)$: deux régions essentiellement, l'une où $\text{Log}\, n$ varie avec une pente $-E_1$, l'autre avec une pente $-E_1/2$.

II. Compensation voisine de 1/2, mais inférieure : ($N' \simeq N$ mais inférieur) : deux régions principales, l'une où la pente est $-E_1$, l'autre où elle est $-(E_1+E_2)/2$.



III. Compensation voisine de 1/2, mais supérieure : ($N' \simeq N$ mais supérieur) : deux régions, la première de pente $-E_2$, la seconde de pente $-(E_1+E_2)/2$.

IV. Compensation grande : $C > 1/2$, ($N < N' < 2N$) : une seule région essentiellement, de pente E_2.

Ces résultats semblent confirmés expérimentalement sur du germanium dopé au zinc (impureté P divalente) et compensé à l'antimoine.

(*) Séance du 3 février 1958.

(1) CHAMPNESS, *Proc. phys. Soc.* Section B, 69, 1956, p. 1335.

SEMICONDUCTEURS. — *Sur un effet d'électromagnétoluminescence dans le germanium.* Note (*) de MM. **Maurice Bernard** et **Jean Loudette**, présentée par M. Louis Leprince-Ringuet.

On a mis en évidence l'émission d'un rayonnement infrarouge par un échantillon de germanium placé dans un champ électrique et un champ magnétique croisés (effet électromagnétophotonique ou E.M.P.); cette émission due à la recombinaison des électrons et des trous, est prévue théoriquement et étudiée expérimentalement.

Une plaquette de germanium parcourue par un courant I parallèle à Ox (*fig.* 1) et soumise à un champ magnétique H parallèle à Oy, émet un rayon-

nement infrarouge par ses faces F_1 et F_2 perpendiculaires à Oz; si ce rayonnement est mesuré à l'aide d'un détecteur placé en un point A de l'axe Oz on constate les faits suivants : le signal décroît et s'annule avec I (à H constant), il décroît et s'annule avec H (à I constant), il est inchangé si l'on inverse I et H simultanément.

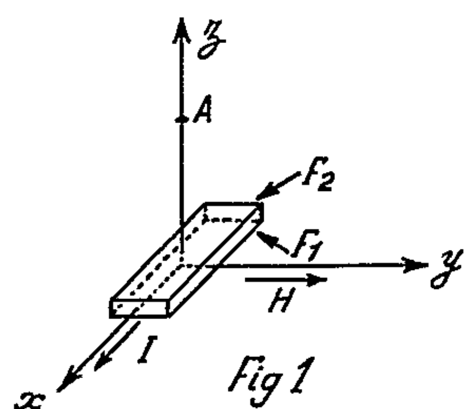


Fig 1

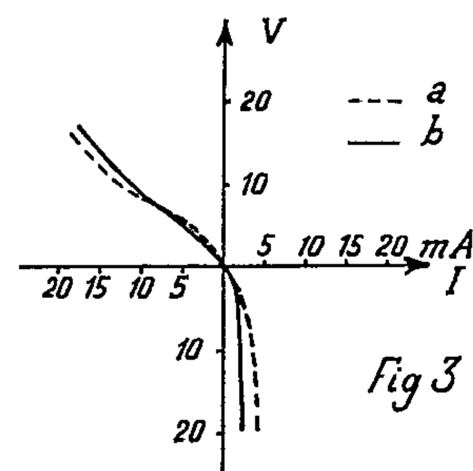


Fig 3

	sans filtre	filtre verre ép. : 2mm	filtre Si. ép. : 0,17mm	filtre Si. ép. : 2mm	filtre Ge. ép. : 0,17mm	filtre Ge. ép. : 2mm
signal observé	100	82	60	62	40	37
signal calculé	100	91	50	50	41	41

Fig 2

On sait que l'effet Hall peut dans le germanium s'accompagner d'une variation de la concentration des électrons et des trous le long de Oz (1), (2), (3), (4); il faut pour cela que le cristal soit assez pur pour qu'en tout point, n et p désignant les concentrations d'électrons et des trous, on ait $n = p$; il faut aussi que la recombinaison en volume soit négligeable, c'est-à-dire que l'épaisseur w de la plaquette soit inférieure à la longueur de diffusion L des paires électron-trou; la concentration $n(z)$ de ces paires, n_i étant la concentration à l'équilibre, est alors donnée (1), (2) par la formule

$$n(z) = n_i\left(\lambda e^{-\frac{z}{z_0}} + \mu\right), \qquad \text{avec} \quad z_0 = 2kT/q\, E_x H(\mu_n + \mu_p), \tag{1}$$

où λ et μ sont deux constantes; la face inférieure $F_1(z = -w/2)$ est appauvrie en porteurs et engendre des paires électron-trou qui vont se recombiner sur la face supérieure $F_2(z = +w/2)$ où existe un excès de porteurs; en régime permanent le taux de génération de l'une est égal au taux de recombinaison de l'autre, la recombinaison et la génération en volume étant supposées négligeables; si A est la valeur commune de ces taux (1), (2) on a

$$A = S_1\left[n_i^2 - n^2_{\left(-\frac{w}{2}\right)}\right] = S_2\left[n^2_{\left(+\frac{w}{2}\right)} - n_i^2\right],$$

où S_1 et S_2 sont les coefficients de recombinaison des faces F_1 et F_2; une troisième relation $A = \mu_n\mu_p E_x H \mu n_i$ permet de déterminer λ, μ et A. L'effet

E. M. P. s'explique donc si certaines des recombinaisons qui ont lieu sur la face F_2 ou à son voisinage sont radiatives.

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — Des plaquettes de dimensions $15 \times 5 \times 1$ mm ont été taillées dans des monocristaux de germanium très pur ($N_d - Na \simeq 2.10^{12}$ at/cm³) et de faible recombinaison en volume ($L \geqq 2,5$ mm); le champ magnétique étant constant (4 800 Oe) la plaquette est alimentée par une tension électrique à 125 p/s, redressée; le détecteur est une cellule PbS, refroidie à la température de la neige carbonique, suivie d'un amplificateur accordé à bande très étroite.

RÉSULTATS. — Une plaquette a été ainsi préparée : une face F_1 doucie à l'abrasif a un grand coefficient de recombinaison ($S_1 = 2.10^{-10}$ cm²/s); l'autre face F_2, attaquée chimiquement, a un faible coefficient de recombinaison ($S_2 = 2.10^{-12}$ cm²/s).

1° *Répartition spectrale.* — On a étudié l'influence de différents filtres optiques; pour une tension de crête de 18 V et un champ magnétique de 4 800 Oe on a comparé (tableau de la figure 2) les intensités transmises à travers différents filtres (dont on connaissait le coefficient de réflexion et le spectre d'absorption) avec les intensités calculées en tenant compte de la seule réflexion; l'accord satisfaisant entre les deux séries de valeurs montre que le rayonnement recueilli a une longueur d'onde supérieure à 1,7 μ (faible absorption par le germanium) et inférieure à 2,6 μ (faible absorption par le verre).

2° *Concentration des paires électron-trou.* — La figure 3 représente la caractéristique courant-tension de la plaquette considérée : caractéristique relevée (courbe *a*) et caractéristique calculée (courbe *b*) à l'aide des formules ci-dessus; le bon accord entre les deux courbes montre que la formule (1) traduit de façon satisfaisante la répartition des paires électron-trou le long de Oz.

3° *Nature des recombinaisons.* — Il faut distinguer entre recombinaison en volume et recombinaison en surface. On sait que dans le germanium la recombinaison en volume est soit directe et radiative [5], [6], [7] avec émission de photons de longueur d'onde comprise entre 1,7 et 1,9 μ, soit indirecte et non radiative à la température ordinaire [8], [9], [10], [11]. Pour la recombinaison superficielle le seul processus envisagé [12] est un processus indirect sur des pièges de surface et l'on ignore si de telles transitions sont radiatives.

On a étalonné la cellule et déterminé que, pour un rayonnement d'environ 2 μ de longueur d'onde, elle donnait un signal de 1 μV pour un flux reçu de 3.10^6 photons/s; avec une tension de crête de 18 V appliquée à l'échantillon et un champ magnétique de 4 800 Oe, le signal recueilli, 75 μV, correspond à 2.10^8 photons/s; or le calcul de la recombinaison directe donne, pour les mêmes conditions, un flux de $3,6.10^8$ photons/s tombant sur le détecteur, en bon accord avec la valeur expérimentale. D'autre part, il se produit sur la face F_2 $4,5.10^{16}$ recombinaisons/s qui si elles étaient toutes radiatives devraient donner sur le détecteur environ $3,4.10^{14}$ photons/s.

On en conclut que le rayonnement détecté est dû en grande partie à la

recombinaison de volume directe des électrons et des trous au voisinage de la face F_2 où sont concentrés les porteurs; les recombinaisons superficielles, si elles sont radiatives, le sont dans une proportion au plus égale à 10^{-6}, à moins que le rayonnement correspondant ait une longueur d'onde supérieure à 3,5 μ (limite de la cellule PbS).

On peut remarquer que cet effet électromagnétophotonique (E. M. P.) est l'effet réciproque de l'effet photomagnétoélectrique (P. M. E.) dans lequel un rayonnement incident suivant Oz ([13]), ([14]), ([15]) crée dans une plaquette soumise à un champ magnétique parallèle à Oy une répartition inhomogène de paires électron-trou et fait apparaître un champ électrique suivant Ox. On donnera dans une publication ultérieure des précisions sur le spectre du rayonnement E.M.P. et sur l'influence de la température et du champ magnétique sur l'intensité et le spectre de ce rayonnement.

(*) Séance du 17 février 1958.

([1]) H. WELKER, *Z. Naturforschg*, 6 *a*, 1951, p. 184.
([2]) E. WEISSHAAR et H. WELKER, *Z. Naturforschg* 8 *a*, 1953, p. 681.
([3]) O. MADELUNG, I. TEWORDT et H. WELKER, *Z. Naturforschg*, 10 *a*, 1955, p. 476.
([4]) E. WEISSHAAR, *Z. Naturforschg*, 10 *a*, 1955, p. 488.
([5]) J. R. HAYNES et H. B. BRIGGS, *Phys. Rev.*, 86, 1952, p. 647.
([6]) R. NEWMAN, *Phys. Rev.*, 91, 1953, p. 1313.
([7]) W. VAN ROOSBROECK, et W. SHOCKLEY, *Phys. Rev.*, 94, 1954, p. 1558.
([8]) R. N. HALL, *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 387.
([9]) W. SHOCKLEY et W. T. READ, *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 835.
([10]) P. AIGRAIN, *Physica*, 20, 1954, p. 1010.
([11]) C. BENOIT A LA GUILLAUME, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 704.
([12]) W. H. BRATTAIN et J. BARDEEN, *Bell System Tech. J.*, 82, 1953, p. 1.
([13]) KIKOIN et NOSKOV, *Phys. Z. Sowjet*, 5, 1934, p. 586 et 6, 1934, p. 478.
([14]) P. AIGRAIN et H. BULLIARD, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 595.
([15]) MOSS, PINCHERLE et WOODWARD, *Proc. Phys. Soc.*, B, 66, 1953, p. 743.

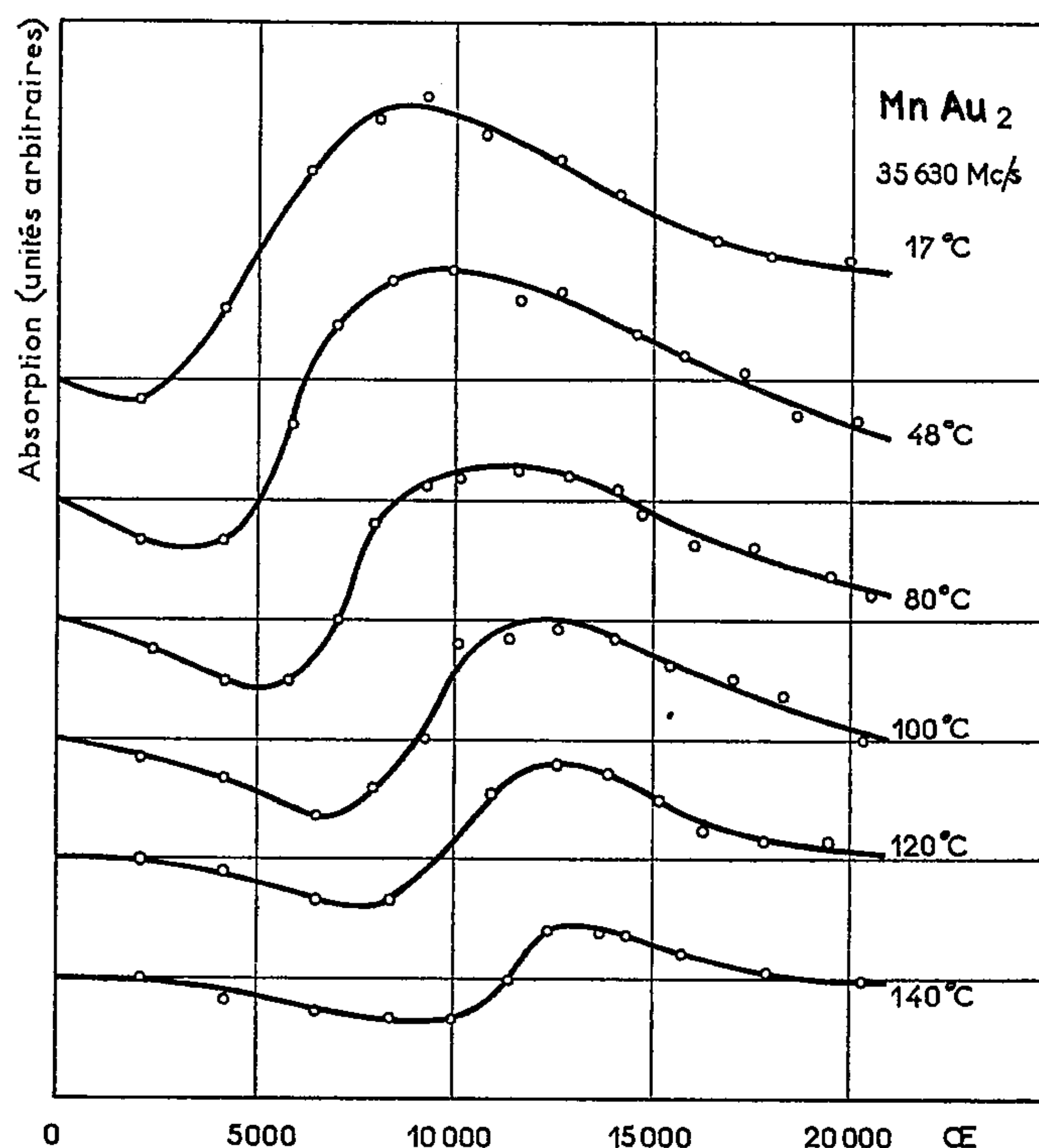
MAGNÉTISME. — *Résonance magnétique de* $MnAu_2$. Note (*) de MM. **GEORGES ASCH** et **ANDRÉ J. P. MEYER**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Nous avons étudié l'absorption des ondes électromagnétiques par des échantillons polycristallins de $MnAu_2$ en fonction du champ magnétique statique.

Les expériences ont été réalisées à la fréquence de 9 300 MHz à la température de 17° C, ainsi qu'à la fréquence de 35 630 MHz dans un domaine de températures s'étendant de 17 à 140° C. Les mesures ont été faites par le dispositif classique à cavité résonnante. Les échantillons ont été préparés par la méthode indiquée en référence ([1]). Ils se présentent sous forme de disques plans dont la surface, polie à l'alumine, constitue le fond de la cavité

rectangulaire résonnante. Nous avons vérifié, sur un échantillon provenant de la même fusion et ayant subi les mêmes traitements thermiques, que l'alliage étudié possède les propriétés magnétiques caractéristiques de $MnAu_2$ (1) (2).

Rappelons que, au-dessous de 90° C dans les champs inférieurs à un champ seuil de 10 000 Oe environ, $MnAu_2$ est antiferromagnétique ($\chi_0 = 370 \cdot 10^{-6}$ par gramme); au-delà du champ seuil l'aimantation augmente rapidement et $MnAu_2$ présente les propriétés d'un ferromagnétique son aimantation tendant vers une saturation. Lorsque la température croît vers 90° C la valeur du champ seuil diminue. Au-dessus de 90° C $MnAu_2$ est paramagnétique, sa susceptibilité est indépendante du champ et suit une loi de Curie-Weiss.



Les résultats expérimentaux sont les suivants :

A 9 300 MHz et 17° C aucune variation de l'absorption en fonction du champ n'est décelable.

A 35 630 MHz (*figure*) l'absorption est une fonction du champ et de la température : à 17° C on observe un maximum d'absorption vers 9 000 Oe; quand la température croît de 17 à 90° C le maximum d'absorption se déplace vers des champs plus élevés et la courbe d'absorption s'étale. Au-dessus de 90° C on observe vers 12 700 Oe un maximum d'absorption sensiblement indépendant de la température.

Ces résultats s'interprètent facilement, compte tenu des propriétés connues de $MnAu_2$. La résonance antiferromagnétique ne peut apparaître à 9 300 MHz par suite de l'importance des champs d'anisotropie et d'échange antiferromagnétique ([3]). Par contre, à 35 630 MHz et pour les températures sensiblement inférieures à 90° C le maximum d'absorption correspond à la résonance antiferromagnétique. Lorsque la température croît, la diminution des champs d'anisotropie et d'échange antiferromagnétique entraîne une augmentation du champ de résonance ([3]). L'étalement de la courbe d'absorption à température croissante et jusqu'à 90° C peut s'expliquer par la diminution du champ seuil entraînant pour un champ extérieur donné, un nombre croissant de cristallites ferromagnétiques, d'où une cause d'absorption plus grande dans les champs élevés.

Au-dessus de 90° C le maximum d'absorption correspond à la résonance paramagnétique ($g \simeq 2,0$).

Alors que la position du maximum est inchangée sur les différents échantillons de $MnAu_2$ que nous avons étudiés, la présence d'un minimum d'absorption n'est pas constante.

Une étude détaillée sera publiée ultérieurement.

(*) Séance du 17 février 1958.

([1]) A. J. P. MEYER et P. TAGLANG, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 457 et *Colloque National de Magnétisme*, Strasbourg, juillet 1957.

([2]) L. NÉEL, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1549.

([3]) T. NAGAMIYA, *Progress of theoretical Physics*, 6, 1951, p. 351.

(*Laboratoire Pierre Weiss, Faculté des Sciences, Strasbourg.*)

MAGNÉTISME. — *Comparaison des lois d'approche à la saturation déduites de mesures d'aimantation et de mesures de susceptibilités différentielles.* Note (*) de M. **HENRI DANAN**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Nous avons montré ([1]) que nos mesures de l'aimantation de Ni près de la saturation, à température ambiante et entre 1 000 et 25 000 Oe de champ intérieur, peuvent être interprétées à l'aide des seuls termes de rotations et d'aimantation paramagnétique superposée, donnant une loi d'approche de la forme

$$(1) \qquad I = I_s\left(1 - \frac{b}{H^2}\right) + \alpha H^{\frac{1}{2}},$$

avec

$$I_s = 55,05 \text{ u. é. m./g}, \qquad \alpha = 2,8.10^{-3}/\text{g}.$$

Or, les mesures de susceptibilités différentielles de Polley ([2]), Kaufmann ([3]), et plus récemment Kneller ([4]) s'interprètent bien en posant

$$(2) \qquad \chi = \frac{\partial I}{\partial H} = \frac{A}{H^3} + \frac{B}{H^2} + \chi_0,$$

ce qui conduit à un terme linéaire en $1/H$ dans la loi d'approche à la saturation obtenue par intégration de (2). On se bornera ici à étudier le cas des expériences de Polley qui semblent être les plus précises. Polley a représenté ses mesures effectuées entre 200 et 2 400 Oe de champ intérieur, en écrivant (2) sous la forme

$$(3) \qquad (\chi - \chi_0) H^3 = A + BH.$$

Cherchons à quelle approximation correspond cette représentation en partant de la formule (1). On en tire

$$\frac{\partial I}{\partial H} = \chi = \frac{2bI_s}{H^3} + \frac{\alpha}{2} H^{-\frac{1}{2}}.$$

Posons

$$(4) \qquad \varphi(H) = \chi H^3 = 2bI_s + \frac{\alpha}{2} H^{\frac{5}{2}}$$

et montrons que les résultats de Polley peuvent être tout aussi bien représentés par une formule du type (4).

Pour déterminer les constantes $2bI_s$ et α relatives au Ni étudié par Polley, on s'appuie sur la propriété suivante facile à démontrer :

Si une fonction $y(x)$ portée en fonction de $1/x$ présente un point d'inflexion pour une valeur $1/x_0$ de la variable, la courbe définie par $y'_x x^3$ portée en fonction de x admet pour $x = x_0$ une tangente passant par l'origine et dont la pente est égale et de signe contraire à celle de la tangente d'inflexion de $y(x)$ dans le diagramme $(y, 1/x)$.

On a vu [1] que pour $H_0 = (8bI_s/3\alpha)^{2/5}$ les courbes $I(1/H)$ présentent un point d'inflexion, il en résulte que la tangente menée par l'origine à la courbe $\varphi(H)$, touche cette courbe au point d'abscisse H_0, et que sa pente est égale à $10bI_s/3H_0$.

Si les résultats de Polley satisfont à (4), on doit pouvoir déterminer $2bI_s$ et α en menant par l'origine la tangente à la courbe expérimentale χH^3 en fonction de H(*fig.* 1). On obtient de la sorte pour deux séries de mesures publiées par Polley [2] :

$T = 287^\circ K$: $2bI_s = 85 . 10^4/cm^3$, $\alpha = 14,5 . 10^{-3}/cm^3$;
$T = 372^\circ K$: $2bI_s = 9 . 10^4/cm^3$, $\alpha = 20,4 . 10^{-3}/cm^3$.

Les écarts entre les points expérimentaux de Polley et les courbes calculées à l'aide des valeurs ci-dessus sont du même ordre que les erreurs d'expériences indiquées par Polley. Ses résultats, relatifs à un Ni très pur, peuvent donc, comme les nôtres, s'interpréter également sans faire intervenir de terme en $1/H$ dans la loi d'approche à la saturation.

Si l'on cherche à quelles conditions doivent satisfaire A, B et χ_0 pour que (3) représente au mieux $\varphi(H)$ dans l'intervalle de champ étudié, on trouve :

1° Que A, B et χ_0 dépendent des limites de l'intervalle de champ utilisé. H_1 et H_2 désignant ces limites, on obtient en posant $h=(H_1+H_2)/2$.

$$\chi_0=\frac{5}{16}\frac{\alpha}{h^{\frac{1}{2}}}. \tag{5}$$

2° Pour un intervalle moyen de 200 à 2400 Oe, B et A s'expriment approximativement par

$$B=0,75\left(\frac{5}{16}\right)^4\frac{\alpha^4}{\chi_0^3},\qquad A=2bI_s-0,15\left(\frac{5}{16}\right)^6\frac{\alpha^6}{\chi_0^5}. \tag{6}$$

La relation (5) montre que si h varie peu, χ_0 doit avoir sensiblement la même variation thermique que α, c'est-à-dire celle prévue par Holstein et Primakoff ([5]). A la température de 287° K, avec $2bI_s=85.10^4/\text{cm}^3$ et

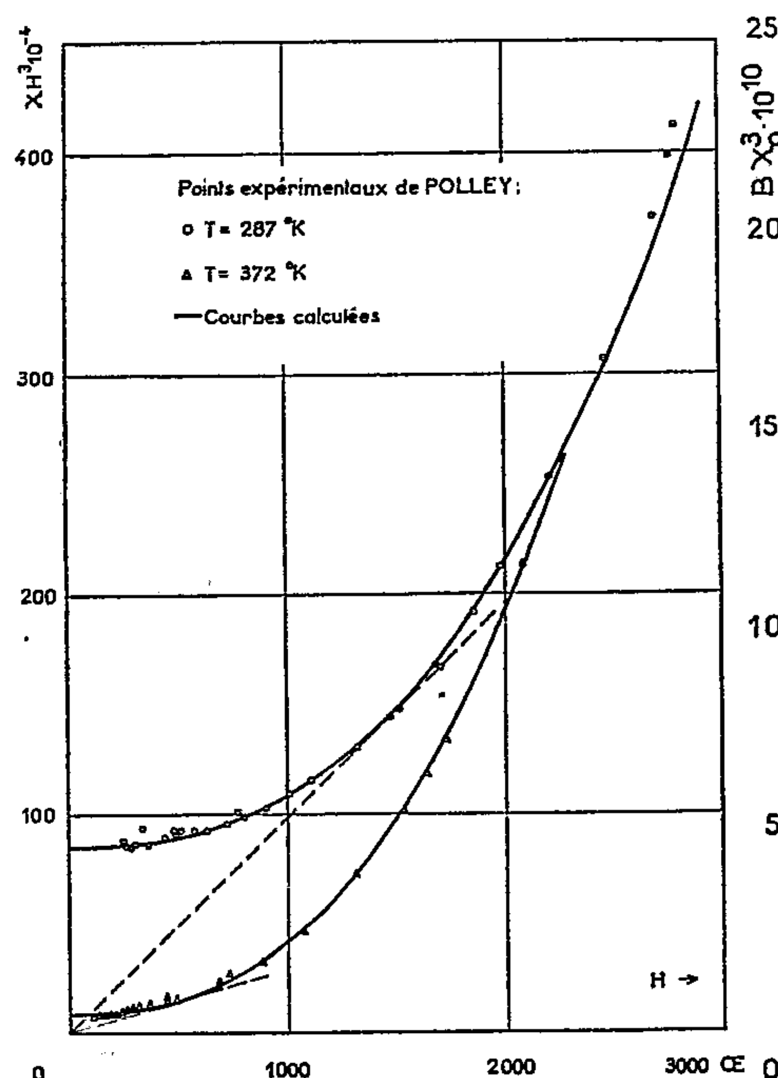


Fig. 1.

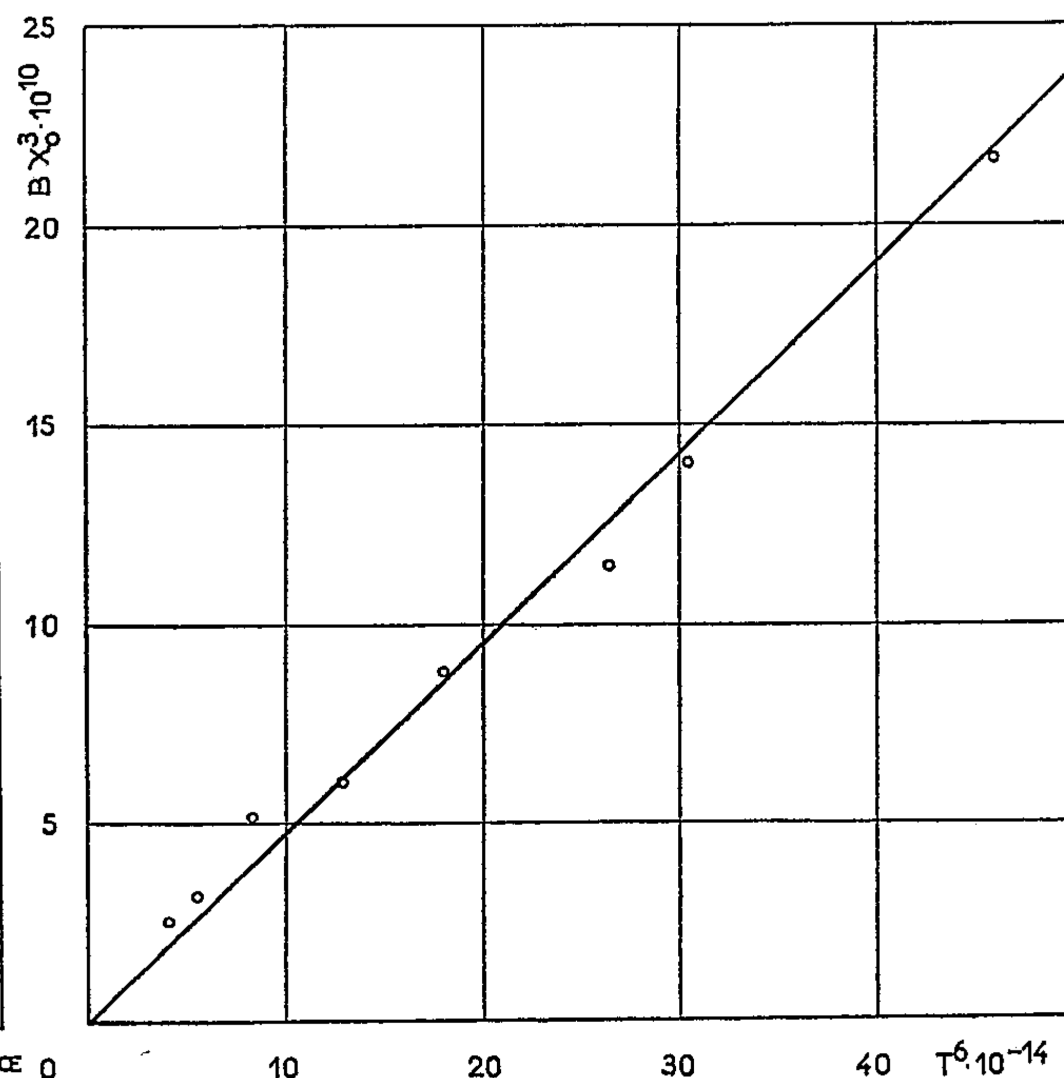


Fig. 2.

α : $14,5.10^{-3}/\text{cm}^3$, les relations (5) et (6) permettent de calculer pour 1 cm³ : $\chi_0=1,26.10^{-4}$, $A=81,7.10^4$ et $B=143$ en bon accord avec les valeurs $\chi_0=1,3.10^{-4}$, $A=82.10^4$ et $B=145$ déterminées expérimentalement par Polley.

De plus la première des relations (6) montre que le produit $B\chi_0^3$ doit être proportionnel à α^4 ; or, si la variation de l'aimantation spontanée du Ni entre 0 et 135° C est proportionnelle à T^2, il en résulte ([1]) que α varie comme $T^{3/2}$ et donc $B\chi_0^3$ comme T^6. C'est ce qu'on vérifie assez bien dans l'intervalle de températures exploré par Polley sur la figure 2. On a porté $B\chi_0^3$ mesuré par Polley

en fonction de T^6. On obtient une droite passant par l'origine et de coefficient angulaire $m = 47.10^{-26}$, alors qu'on peut, à partir de l'expression de B donnée en (6) et des valeurs de α à 287 et 372° K, calculer $m = 52.10^{-26}$. Compte tenu des erreurs multiples qui affectent cette vérification on peut estimer que l'accord est assez bon.

Enfin cette interprétation permet de comprendre pourquoi Polley n'a pu déterminer de valeur de B aux basses températures alors que ce coefficient semble croître lorsque la température diminue. En effet α diminuant avec la température, il faut aller dans des champs notablement plus élevés que ceux utilisés par Polley pour remarquer une courbure appréciable sur les courbes $\varphi(H)$. Ceci explique que dans les expériences de Polley aux basses températures et au-delà du domaine de susceptibilité initiale le produit χH^3 semble rester constant.

En résumé on peut dire que notre interprétation rend compte avec une bonne précision des résultats de Polley et qu'elle permet de remplacer les coefficients B et χ_0 par le seul coefficient α, qui est entièrement justifié par la théorie d'Holstein et Primakoff.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) H. Danan, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 401.
(2) H. Polley, *Ann. Physik*, 36, 1939, p. 625.
(3) A. R. Kaufmann, *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 1142.
(4) E. Kneller, *Beiträge zum Ferromagnetismus*, Springer-Verlag, Berlin, 1956, p. 81.
(5) T. Holstein et H. Primakoff, *Phys. Rev.*, 58, 1940, p. 1098.

(*Laboratoire Pierre Weiss, Faculté des Sciences, Strasbourg.*)

SPECTROSCOPIE. — *Sur la structure hyperfine de la raie* 5 461 Å *du mercure.* Note (*) de MM. **Jean Blaise** et **Henri Chantrel**, présentée par M. Francis Perrin.

Une Note récente de MM. Agarbiceanu, N. Ionescu-Pallas et V. Draganescu (1) fait état d'une discordance entre les résultats obtenus pour la structure hyperfine de la raie 5 461 Å de HgI par divers auteurs Wood, (2), Schüler (3), Korolev (4) et nous-mêmes (5), et du désaccord considérable, pour la position de la composante C de l'isotope 199, entre leurs propres mesures et les résultats cités ci-dessus.

En réalité, la discordance apparente entre les auteurs cités tient au fait que l'origine des structures hyperfines choisie par les différents expérimentateurs n'était pas la même : centre de gravité de la composante centrale non résolue pour Wood (1928), Schüler et Keyston (1931) et Agarbiceanu, Ionescu-Pallas et Draganescu, isotope 202 pour Korolev et Odintov (1956) et isotope 200 pour Blaise et Chantrel (1957).

Pour comparer les résultats des divers groupes d'expérimentateurs, nous prendrons comme origine des structures la composante de l'isotope 200, car la composante la plus intense, celle de l'isotope 202, n'est pas séparée de la composante 199 B. D'après nos mesures le centre de gravité de la composante centrale, dans les cas où elle n'est pas résolue, se trouve à + 11,3 mK de la composante 200. Si l'on compare :

1° les derniers résultats publiés en 1935 par Schüler et Schmidt [6];

2° les résultats de Korolev et Odintov [7];

3° nos résultats [5];

4° ceux de MM. Agarbiceanu, Ionescu-Pallas et Draganescu, avec la correction indiquée de 11 mK, on obtient le tableau suivant :

$\Delta\sigma$ (mK).

Composante.	Schüler, Schmidt.	Korolev, Odintov.	Blaise, Chantrel.	Agarbiceanu, Ionescu-Pallas, Draganescu.
201 *a*	−723	(−723)	−724,7	−713
201 *b*	−435	−436	−436,3	−416
199 A	−287	−289	−287,6	−309
201 *d*	−239	(−240)	−241,3	−
201 *e*	− 59	− 57	− 61,3	−
201 *c*	− 56		− 57,3	−
198	− 27	− 28	− 28,0	−
200	0	0	0	0
199 B	26	30	30,5	−
202	37		31,0	−
204	57	60	61,0	−
201 *g*	159	157	156,7	−
201 *f*	229	226	227,1	234
201 *h*	339	336	336,7	331
199 C	791	787	787,8	732

L'accord est très satisfaisant entre les trois premiers groupes d'expérimentateurs. Les résultats trouvés par le dernier groupe semblent indiquer que la température de la source était trop élevée ou que le pouvoir de résolution des étalons Fabry-Perot était insuffisant : six composantes seulement ont été résolues, alors que le nombre total des composantes de la raie 5 461 Å est de 15 et que seules les composantes 202 et 199 B d'une part, et les composantes *c* et *e* de l'isotope 201 d'autre part, n'ont pu être séparées au cours de nos expériences effectuées avec une lampe à cathode creuse refroidie à l'hydrogène liquide.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) I. I. Agarbiceanu, N. Ionescu-Pallas et V. Draganescu, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1054.

(2) R. W. Wood, *Phil. Mag.*, 8, 1929, p. 205.

(3) H. Schüler et J. E. Keyston, *Z. Physik.*, 72, 1931, p. 423.

(4) F. A. Korolev et V. I. Odintov, *Optika i Spektroskopia*, 1, n° 1, 1956, p. 17.
(5) J. Blaise et H. Chantrel, *J. Phys. Rad.*, 18, n° 3, 1957, p. 193.
(6) H. Schüler et Th. Schmidt, *Z. Physik.*, 98, 1935, p. 239.

(*Laboratoire Aimé Cotton, C. N. R. S., Bellevue, Seine-et-Oise.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Produits d'oxydation anodique des solutions diluées d'acétate de plomb et leur décomposition thermique.* Note (*) de MM. Laurent Seigneurin et Jean Brenet, présentée par M. Louis de Broglie.

Les auteurs précisent les conditions d'obtention de la variété orthorhombique $PbO_2\alpha$, étudient la décomposition thermique de cet oxyde et signalent la formation d'un oxyde non stœchiométrique de formule $PbO_{2,12}$.

Nous avons envisagé ici l'obtention de la variété stœchiométrique $PbO_2\alpha$ pure. Cette variété a déjà été préparée par oxydation anodique (1) et selon Th. Katz et R. Faivre (2) par attaque acide des solutions pseudocubiques $PbO_{1,55}$-$PbO_{1,33}$. Dans ce cas cependant, le composé n'est pas stœchiométrique et ses paramètres cristallins sont légèrement altérés (1), (3). Enfin, elle a été observée dans la formation des plaques d'accumulateurs au plomb (4) et nous-mêmes l'avons préparée par attaque nitrique de minium (5).

Nous avons réalisé des oxydations anodiques à différents pH de solutions

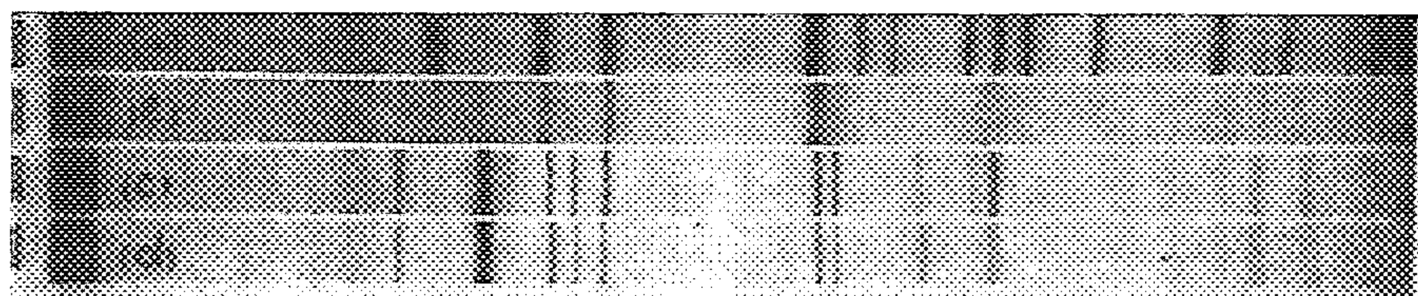


Fig. 1.

d'acétate de plomb N/100 sur électrodes planes de platine sous 10^{-3} A/cm^2. Les variations de pH étaient obtenues par addition de soude ou d'acide acétique. Les produits étaient dosés par thermogravimétrie dans l'air à la thermobalance Eyraud et les diagrammes X réalisés en rayonnement monochromatique $K\alpha_1$ de Cu avec $\lambda = 1,5405$ Å dans une chambre Guinier-Nonius 4 mm/degré.

Pour des solutions de pH supérieur ou égal à 8, on obtient uniquement la phase orthorhombique $PbO_2\alpha$ stœchiométrique (*fig.* 1 *c*). Les paramètres cristallins calculés à partir des raies (200), (020), (002) sont :

$$a = 4,95_4\,\text{Å}, \qquad b = 5,95_4\,\text{Å}, \qquad c = 5,47_7\,\text{Å}.$$

La courbe de décomposition thermique (*fig.* 2) et l'étude des diagrammes X

montrent que jusqu'à 200° ce produit est stable; à partir de 200°, le produit se décompose en phase unique pour atteindre la composition $PbO_{1,90}$, dont le diagramme X (*fig.* 1 *d*) montre un dédoublement de certaines raies. La maille varie également et les paramètres calculés à partir des raies (200), (020, (002) sont :

$$a = 4,98_0\,\text{Å}, \qquad b = 5,94_4\,\text{Å}, \qquad c = 5,44_5\,\text{Å}.$$

Ces valeurs sont sensiblement identiques à celles du composé non stœchiométrique obtenu par R. Weiss et R. Faivre ([3]).

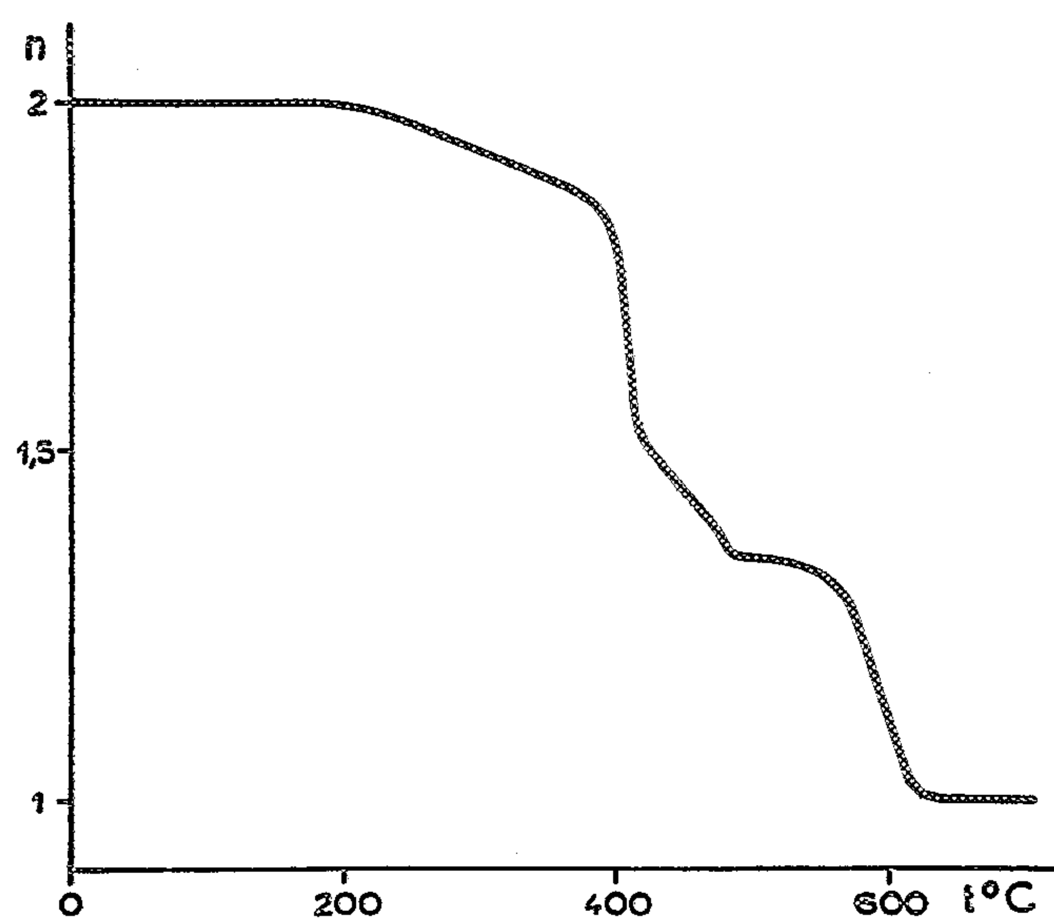


Fig. 2.

Au-delà de 200°, la décomposition thermique est analogue à celle du PbO_2 quadratique ([2]) dans l'air, avec passage par les oxydes intermédiaires $PbO_{1,55}$, $PbO_{1,40}$, $PbO_{1,33}$, minium Pb_3O_4 et finalement PbO. Il semble donc que la variété orthorhombique préparée par oxydation anodique soit beaucoup plus stable que les mêmes variétés obtenues par attaque acide ([5]), ([6]).

Pour des pH compris entre 8 et 4, les diagrammes X des produits d'oxydation anodique montrent des variations progressives par rapport à celui de la variété orthorhombique : l'intensité de certaines raies décroît et même s'annule, et nous observons un déplacement général des raies. Pour pH 4, on obtient un composé dont le diagramme X (*fig.* 1 *b*) est différent de ceux de la phase quadratique (*fig.* 1 *a*) et de la phase orthorhombique (*fig.* 1 *c*); sa teneur maximum en oxygène est donnée par la formule $PbO_{2,12}$. Sa décomposition thermique conduit à partir de 200° à PbO_2 quadratique. De plus, cet oxyde pourrait être considéré soit comme une nouvelle variété, soit comme résultant de la déformation par excès d'oxygène des mailles orthorhombique ou quadratique. Toutefois, les possibilités de variation des paramètres de la maille orthorhombique

en fonction de la teneur en oxygène et l'examen des produits intermédiaires nous incitent à penser que ce corps serait plutôt orthorhombique avec une maille déformée par un excès d'oxygène. Dans cette hypothèse, nous avons

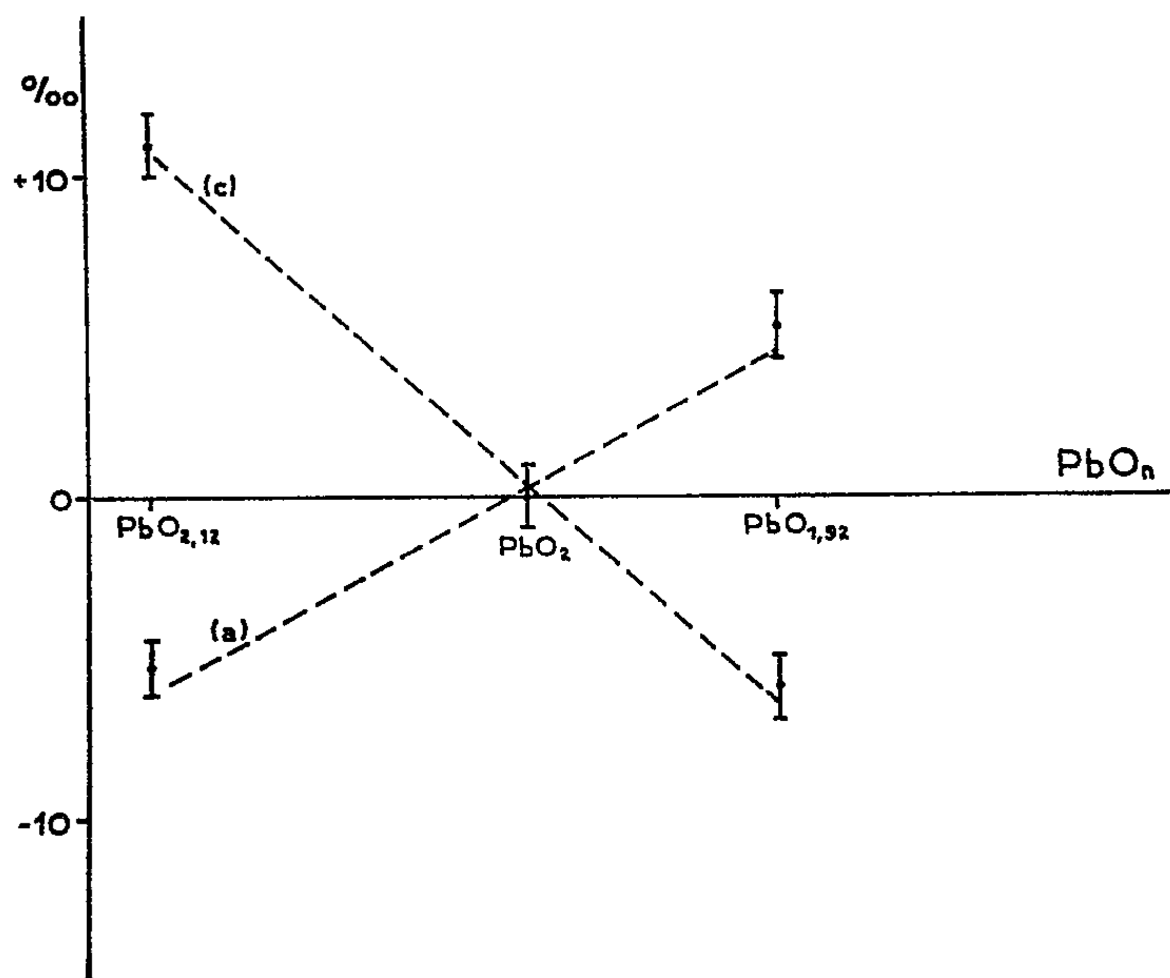


Fig 3.

représenté les variations des paramètres (a) et (c) de la maille orthorhombique en fonction de la teneur en oxygène (*fig.* 3).

Enfin, pour des pH inférieurs à 4, nous obtenons un mélange de cette phase et de la variété quadratique.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) A. J. ZASLAVSCI, J. D. KONDRACHOV et S. S. TOLKATCHEV, *Dokladi, Acad. Nauk. U. R. S. S.*, 75, 1950, n° 4, p. 559.

(2) TH. KATZ et R. FAIVRE, *Ann. Chimie*, 12e série, 1950, p. 6.

(3) R. WEISS et R. FAIVRE, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1629.

(4) BODE et ERNST VOSS, *Z. Electrochemie*, 60, 1956, p. 1053.

(5) L. SEIGNEURIN et J. BRENET, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1427.

(6) R. WEISS et R. FAIVRE, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2513.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Concentration d'isotopes par électromigration en solution aqueuse : influence de la température sur la différence relative de mobilité des ions* $^{85}Rb^{+}$ *et* $^{87}Rb^{+}$. Note (*) de MM. **ANDRÉ BONNIN** et **MARIUS CHEMLA**, présentée par M. Frédéric Joliot.

La différence relative de mobilité des ions $^{85}Rb^{+}$ et $^{87}Rb^{+}$, en solution aqueuse, est étudiée en fonction de la température, par électromigration sur papier. Elle augmente de $1,1.10^{-3}$ à 3°C à $1,7.10^{-3}$ à 48°C.

Une Note précédente ([1]) a décrit l'augmentation importante avec la température, observée par l'un de nous, de l'effet isotopique de mobilité des ions $^{22}Na^+$ et $^{24}Na^+$ en solution aqueuse. Il était intéressant de chercher si ce phénomène existe pour d'autres ions alcalins, en particulier pour ceux de numéro atomique plus élevé. Cette Note présente l'étude du cas du rubidium, effectuée sur les deux isotopes de nombres de masse 85 et 87 qui constituent le rubidium naturel. L'enrichissement de ^{85}Rb a déjà été obtenu par Ramirez ([2]), par électromigration à contre-courant dans une solution de RbOH : le pourcentage de ^{85}Rb passe de la valeur naturelle 72,8 à 73,8 dans une expérience à 80°C, et à 73,6 dans une expérience à 40°C. L'auteur, ne calculant pas les différences relatives de mobilité correspondantes, ne peut pas conclure quant à la variation de cette grandeur avec la température.

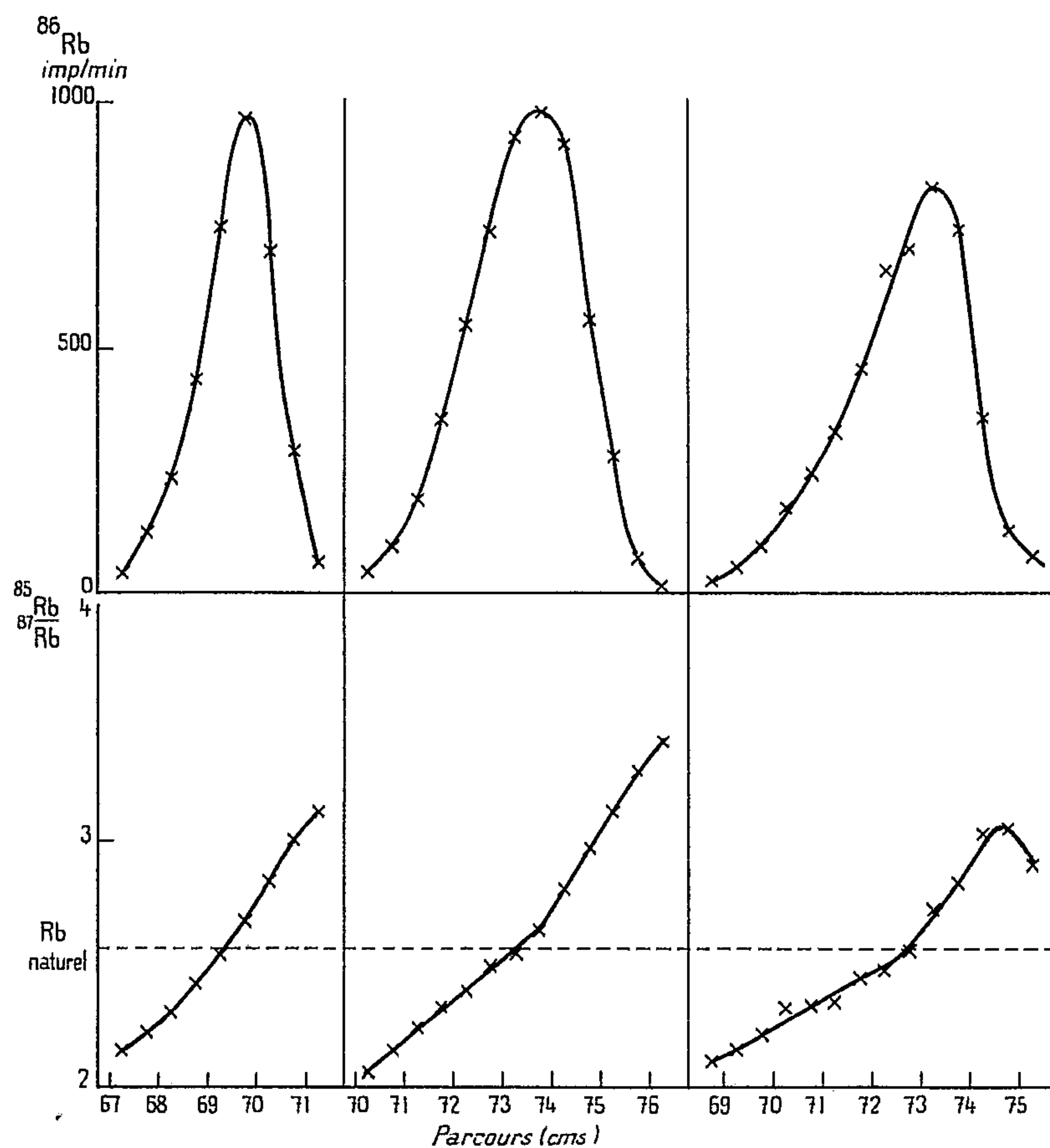


Fig. 1.

L'étude de cette variation a été effectuée par la méthode d'électromigration sur papier et au moyen de l'appareillage utilisés dans le cas du sodium ([1]). Le déplacement de la zone de rubidium est marqué par l'indicateur radioactif ^{86}Rb.

La seule différence dans la conduite des expériences est dictée par la détermination des rapports isotopiques, effectuée par mesure de radioactivité pour ^{22}Na et ^{24}Na, et par mesure au spectromètre de masse pour ^{85}Rb et ^{87}Rb. Il est nécessaire dans ce dernier cas de disposer de quantités plus grandes de rubidium, donc d'utiliser une solution aqueuse plus concentrée et plus conductrice, et un champ électrique moins élevé.

Pratiquement, la bande de papier Durieux est imprégnée de l'électrolyte, solution de NH_4NO_3 à 2 %. La zone initiale est formée par le dépôt de 10 μl d'une solution de $RbNO_3$ à 2 %. Ce $RbNO_3$ est marqué par ^{86}Rb, formé par irradiation aux neutrons de la pile EL_1. Une d. d. p. de 700 V, appliquée

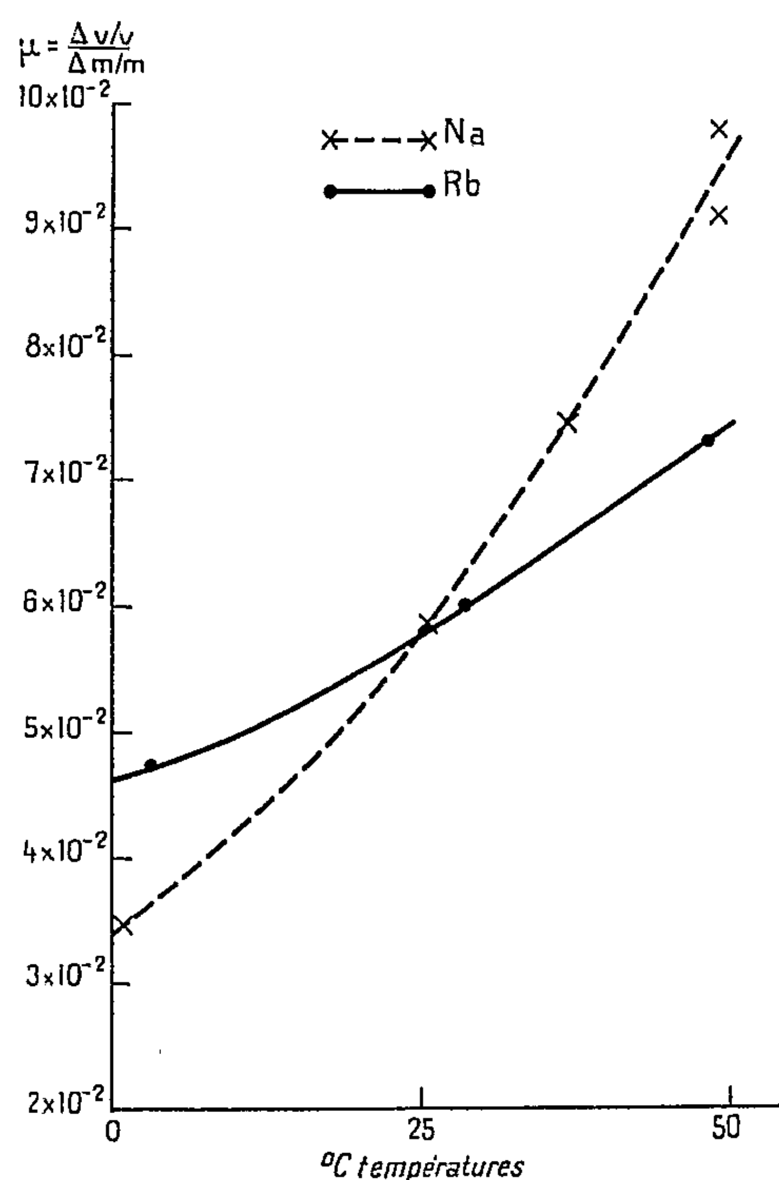


Fig. 2.

entre les compartiments d'électrode, provoque la migration des ions Rb^+. La zone radioactive finalement obtenue est découpée en échantillons de 5 mm de longueur. Leur radioactivité est mesurée; puis, les sels portés par chacun d'eux sont dissous dans 1 cm^3 d'eau; la solution est évaporée dans un récipient à fond conique; la goutte restante est déposée sur le filament de la source à solides du spectromètre de masse Atlas-Werke du laboratoire. Le rapport isotopique ^{85}Rb/^{87}Rb est déterminé. Les valeurs de ce rapport associées aux mesures de radioactivité de ^{86}Rb, permettent d'obtenir les courbes de répartition des isotopes 85 et 87. La figure 1 indique les résultats des mesures pour

trois expériences, les conditions expérimentales et les résultats finaux sont portés sur le tableau.

Expérience n°.	Température (°C).	Parcours (mm).	Écart des courbes de répartition des deux isotopes (mm).	Différence relative de mobilité.
1............	3 ± 1	700	0,77	0,0011
2............	28,5 ± 1	740	1,05	0,0014
3............	48 ± 1	730	1,24	0,0017

Ainsi, l'effet d'isotopie étudié augmente avec la température. Ce sens de variation implique, comme nous l'avons déjà remarqué à propos du sodium, une variation du mécanisme de migration due au changement de structure de la solution aqueuse. Pour comparer l'importance de l'effet de température dans les cas du sodium et du rubidium, nous avons porté sur la figure 2 les valeurs de $\mu = (\Delta v/v)/(\Delta m/m)$ (cette représentation, dont nous ne discutons pas ici la validité, dans l'ignorance de la masse effective de la particule migrante, fournit en tous cas un changement d'échelle convenable). Il apparaît que l'effet est nettement plus grand pour le sodium que pour le rubidium. Ce résultat est cohérent avec la diminution de l'hydratation des ions alcalins quand leur numéro atomique augmente. L'intérêt de cette comparaison sera accru quand les résultats relatifs aux autres ions alcalins auront été obtenus.

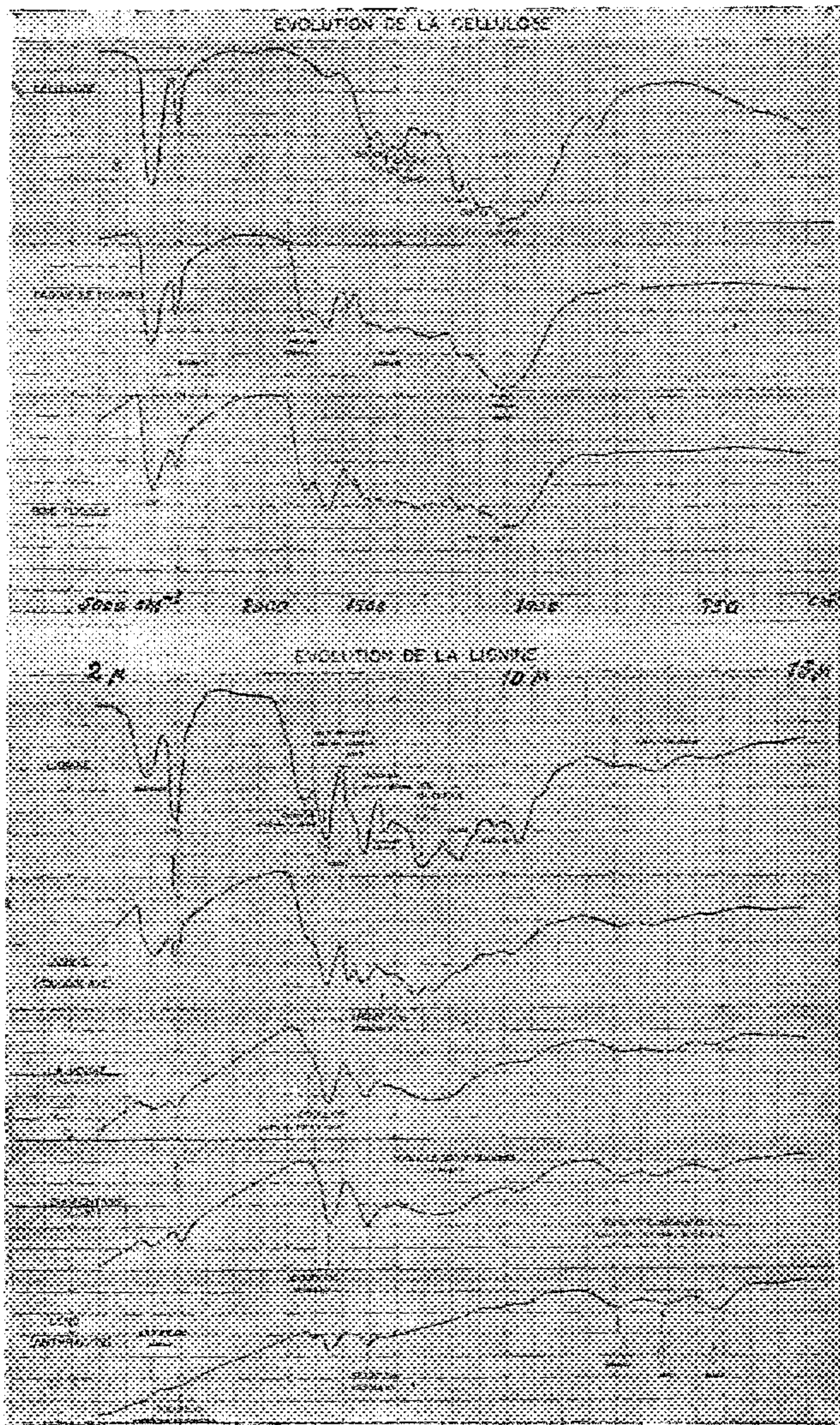
(*) Séance du 17 février 1958.
(1) A. Bonnin, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2708.
(2) E. R. Ramirez, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 6237.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à nos connaissances sur le mode de formation de la Houille. Constatations faites par l'absorption infrarouge.* Note (*) de M. **Charles Alexanian**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Le lien qui existe entre les végétaux primaires et la Houille résulterait de l'évolution de la cellulose, d'après Maillard (1) et Bergius (2); de la lignine, d'après Fischer et Schräder (3); de ces deux composés carbonés en même temps, d'après Tideswell et Wheeler (4). Divers auteurs défendent l'une ou l'autre de ces hypothèses (5).

L'examen par absorption infrarouge d'une gamme complète de combustibles solides nous a paru susceptible d'apporter des éléments d'appréciation nouveaux à ce sujet. Nous avons donc enregistré, avec l'appareillage Perkin-Elmer, modèle 21, les spectres infrarouges (entre 2 et 15 μ) de ces divers combustibles, en enrobant sous une pression de 12 t/cm^2 et

à l'abri de l'air, 1 mg de matière en poudre (grains $\leqq 3\ \mu$) dans 300 mg de K Br. Nous présentons quelques-uns de nos enregistrements qui nous permettent de suivre, sous un nouvel aspect, l'évolution respective de la cellulose et de la lignine dans la voie de la houillification.



a. Évolution de la cellulose. — La cellulose possède trois fonctions alcooliques OH dont les bandes d'absorption infrarouges sont :

	cm⁻¹.	cm⁻¹.	cm⁻¹.	cm⁻¹.	cm⁻¹.	cm⁻¹.	cm⁻¹.
1° Primaire.......	3 330	1 430	–	1 330	–	–	1 060
2° Secondaire.....	3 330	–	–	1 330	–	1 115	–
3° Tertiaire......	3 330	–	1 370	–	1 164	–	–

Lorsqu'elle est soumise à une hydrolyse et à une oxydation prolongées, son évolution dans la nature s'effectue d'après le processus :

1° Fonction primaire → aldéhyde → acide carboxylique.
2° » secondaire → cétone,
3° » tertiaire → CH_4, CO_2 et H_2O par la rupture de la molécule.

Or, les principales bandes d'absorption correspondant à ces dérivés organiques sont :

	cm⁻¹.	cm⁻¹.	cm⁻¹.	cm⁻¹.	cm⁻¹.	cm⁻¹.	cm⁻¹.	cm⁻¹.	cm⁻¹.
Acide.........	–	1 720	1 400	–	–	1 250	–	–	900
Aldéhyde......	2 850	1 720	–	1 370	–	–	–	1 050	900
Cétone........	–	1 720	–	–	1 270	–	1 150	–	–

Nous les retrouvons précisément dans le spectre infrarouge de la tourbe, ainsi que dans celui du bois fossile avec une intensité plus faible. Le pont oxygène qui relie les motifs successifs de la macromolécule cellulosique y figure encore par la forte bande entre 1 100 et 1 000 cm^{-1}. Celle-ci s'atténue considérablement à la suite du fractionnement de la molécule au stade du bois fossile; elle est appelée à se briser d'ailleurs en morceaux d'autant plus nombreux que le milieu est plus riche en acide.

Mais cette évolution semble s'arrêter ici. Nous n'avons pas constaté effectivement, en absorption infrarouge, l'existence de restes cellulosiques dans les fibres ou empreintes d'origine végétale prélevées sur des grès ou des schistes en provenance de divers bassins houillers français (Gardanne, Decazeville, etc.).

b. Évolution de la lignine. — La lignine, par contre, résiste à l'action des acides. Son spectre infrarouge est essentiellement celui d'une structure aromatique; il ressemble au spectre infrarouge de la houille, surtout par la présence des bandes d'absorption :

à 1 600 et 1 500 cm^{-1} (noyau aromatique), d'une part;

à 870 817 et 755 cm^{-1} (noyaux benzéniques tri-, para- et mono-substitués), d'autre part.

On y trouve, en plus, des bandes intenses qui correspondent aux fonctions :

—OH (hydroxyle associée) à 3 400 cm^{-1}, phénolique et alcoolique;

$—C{\nearrow}^{O}_{H}$ (aldéhyde et cétone) à 1 720 cm^{-1};

— CH, $—CH_2$ et $—CH_3$ aliphatiques, à 2 900 et à 1 430 cm^{-1}.

Au cours de l'évolution de la lignine, les bandes des groupements aromatiques augmentent en intensité; celles relatives à ses fonctions phénoliques ou alcooliques, et à ses fonctions aliphatiques, diminuent progressivement.

Ce départ d'oxygène qui entraîne l'augmentation de la teneur en carbone,

c'est-à-dire du rang du charbon, est bien caractéristique d'un cycle complet d'évolution, tel que :

Lignine → Lignite → Charbon → Anthracite → Coke naturel

au cours duquel nous remarquons également l'atténuation constante et la disparition définitive des bandes de la région 1 290 à 1 265 cm^{-1}, relatives aux principales liaisons oxygène (—OH, OH—phényl, C—O—C, C—O) dans la lignine.

Enfin, lorsqu'on passe du lignite à l'anthracite, le léger déplacement de la bande, de 1 600 cm^{-1} vers 1 588 cm^{-1}, résulte de l'organisation d'une structure aromatique *polycondensée* favorisée très probablement par la pression et la température des sédiments anciens au cours de la houillification proprement dite.

Ainsi, l'allure, la modification et l'interprétation des bandes de ces spectres d'absorption dans l'infrarouge nous permettent de conclure que *la cellulose participe seulement à la formation de la tourbe et du bois fossile; qu'elle n'existe pratiquement pas au stade du lignite et que la formation de la Houille est due principalement à la lignine. Enfin, il est erroné d'admettre l'existence d'une filiation entre la tourbe et le lignite.*

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) *Comptes rendus*, 154, 1911, p. 66; 155, 1912, p. 1554 et 156, 1913, p. 1159.

(2) *Nachbildung der Entstehung der Kohle*, Halle, 1913.

(3) *Entstehung und Chemische Struktur der Kohle*, Essen, 1922.

(4) *J. Chem. Soc.*, 121, 1922, p. 2345.

(5) D. W. Van Krevelen et J. Schuyer, *Coal Science*, 1957, p. 76-104.

(Centre d'Études et Recherches des Charbonnages de France, Verneuil-en-Halatte, Oise.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Action conjuguée des ultrasons et des ultraviolets sur l'eau et les solutions d'iodure de potassium.* Note (*) de M. **Henri Guéguen**, présentée par M. Eugène Darmois.

Le rapport m_1/m_2 des quantités respectives d'eau oxygénée formée dans l'eau pure irradiée par les ultrasons et dans l'eau pure soumise à l'effet combiné des ultrasons et d'un éclairage complexe ultraviolet est voisin de 0,6 en présence d'oxygène ; il atteint la valeur 3,8 en présence d'argon. Le rapport M_1/M_2 des quantités d'iode libéré dans les solutions d'iodure de potassium à 5 % irradiées dans les mêmes conditions est voisin de 0,87.

Il a été montré (1), (2) que le passage d'ultrasons suffisamment intenses pour provoquer la cavitation dans l'eau s'accompagne d'une émission ultraviolette due vraisemblablement à la désactivation des radicaux OH. L'objet de cette étude est de chercher dans quelle mesure l'action combinée

des ultrasons et des ultraviolets est capable d'influencer les transformations chimiques dues aux ultrasons seuls. Pour aider l'effet photochimique possible qui peut se produire dans les cavités ([3]) l'action d'un rayonnement ultraviolet est ajoutée à celle des ultrasons.

La formation d'eau oxygénée et l'oxydation de l'anion I^- par les ultrasons est étudiée en fonction du gaz dissous (oxygène ou argon) et en fonction d'un effet photochimique imposé.

1. *Appareillage et technique.* — La puissance de 25 W acoustiques fournie par le générateur est appliquée à une éprouvette en verre mince à fond rond. La fréquence du faisceau ultrasonore est 960 kc/s.

Au moyen du montage déjà décrit ([4]) l'eau ou les solutions de IK à 5 %, après avoir été désaérées, ont été saturées, soit d'oxygène, soit d'argon, puis soumises au travail ultrasonore en présence du gaz choisi. Le traitement a porté sur 30 ml et a duré 30 mn.

La source d'ultraviolets est constituée par un brûleur H. P. 125 à allumage automatique, alimenté sous 220 V alternatifs.

La douille sur laquelle est fixé le culot du brûleur a été soudée, à l'aide d'un ciment réalisé avec un mélange de silicate de soude et de poudres de zinc et d'amiante, à un tube de verre dans lequel se trouvent les fils d'amenée du courant. La douille et le culot sont eux-même enrobés du même ciment afin d'éviter que les gaz enfermés ne modifient la pureté du gaz qui surnage le liquide irradié.

Le tube de verre qui est cimenté au brûleur, comme on l'a dit, traverse le bouchon qui sert à fermer l'éprouvette de traitement. De la sorte on peut assurer au brûleur une position invariable au milieu du liquide irradié par les ultrasons et les ultraviolets. Le tube de quartz qui se trouve complètement immergé écrase le geyser sans pourtant empêcher la cavitation.

L'éprouvette de traitement est en verre mince et l'échange de chaleur entre son contenu et l'eau du réfrigérant se produit rapidement. La température du liquide irradié a été de $17° \pm 1$. On pourra donc considérer, compte tenu de la température ambiante, que le brûleur fonctionne à un régime peu poussé; en particulier, on peut penser que l'émission spectrale du tube comprendra notamment les raies de résonance 2 527 et 1 848 Å.

L'eau oxygénée fournie dans l'eau pure a été dosée spectrophotométriquement par le sulfate de titane suivant la méthode de Bonnet-Maury ([5]). La courbe d'étalonnage a été établie à l'aide du spectrophotomètre électronique de Jobin et Yvon pour 410 mμ. L'échelle des longueurs d'onde est contrôlée par la raie 546,07 mμ de la lampe à vapeur de mercure.

Le tableau I donne le résultat des séries de mesures.

L'iode dégagé dans les solutions d'iodure de potassium soumises aux rayonnements a été titré en présence de thiodine par l'hyposulfite centinormal au moyen d'une microburette.

TABLEAU I.

Teneur (μ moles/100 ml)...	4,45	6,80	11,5	15,50	22,88	30,0	34,24
Densité optique..........	0,100	0,1525	0,260	0,350	0,4875	0,660	0,785
Épaisseur de la cuve.......				40 mm			

L'ozone est décelé par le tétraméthyldiaminodiphénylméthane.

2. *Mesures.* — Le résultat des mesures est consigné dans le tableau II.

TABLEAU II.

Action conjuguée des ultrasons et des ultraviolets sur l'eau et les solutions de IK.

Nature du rayonnement.	Système hétérogène liquide-gaz.	Gaz choisi.	Densité optique. Expériences 1.	2.	3.	Moyenne.	$\frac{m_1}{m_2}$.
Ultrasons....................	Eau	O_2	0,180	0,165	0,175	0,173	–
Ultraviolets..................	»	»	0,170	0,160	0,200	0,177	–
Ultrasons + ultraviolets.......	»	»	0,300	0,250	0,280	0,276	0,62
Ultrasons....................	Eau	A	0,220	0,225	0,230	0,228	–
Ultraviolets..................	»	»	0,005	0,005	0,005	0,005	–
Ultrasons + ultraviolets.......	»	»	0,05	0,07	0,06	0,06	3,8
			ml de $S_2O_3Na_2$ (N %). Expériences 1.	2.	3.	Moyenne.	$\frac{M_1}{M_2}$.
Ultrasons....................	IK	O_2	0,55	0,50	0,53	0,53	–
Ultraviolets..................	»	»	0,25	0,24	0,20	0,23	–
Ultrasons + ultraviolets.......	»	»	0,65	0,60	0,61	0,61	0,87
Ultrasons....................	IK	A	0,19	0,20	0,21	0,20	–
Ultraviolets..................	»	»	0,10	0,10	0,08	0,09	–
Ultrasons + ultraviolets.......	»	»	0,25	0,20	0,24	0,23	0,87

3. *Conclusion.* — Le tableau II semble montrer que, soit en présence d'oxygène, soit en présence d'argon, l'action d'un effet photochimique imposé s'ajoutant à celui des ultrasons ne modifie pas sensiblement le rendement en iode.

Le rayonnement du brûleur exerce une action destructive intense sur l'eau oxygénée due aux ultrasons.

Lorsque l'eau est irradiée en présence d'oxygène il semble que l'oxygène en se combinant à l'hydrogène naissant, limite la décomposition par les ultrasons de l'eau oxygénée, ceux-ci favorisant par contre la formation d'ozone dans les bulles de cavitation.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) R. O. PRUD'HOMME et R. H. BUSSO, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1485.

(2) R. O. PRUD'HOMME et TH. GUILMART, *J. Chim. Phys.*, 1957, p. 382.

(3) A. DOGNON, *Les ultrasons et leurs applications*, p. 96-100.
(4) H. GUÉGUEN, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 942.
(5) P. BONNET-MAURY, *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 117.

(Laboratoire de Chimie C, Sorbonne, Paris.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Gouttes de liquide tombant dans un champ électrique.* Note de M. **CONSTANTIN SĂLCEANU**, présentée par M. Eugène Darmois.

Nous avons étudié autrefois, avec un dispositif expérimental propre (1), la tension superficielle des liquides, en employant le procédé des gouttes tombantes, se détachant d'une pièce métallique, de 5 mm de diamètre. Dans des conditions rapprochées du régime statique, nous avons montré, pour divers liquides employés, que la masse d'une goutte donnée en milligrammes représentait la tension superficielle du liquide, donnée en dynes par centimètre.

Nous avons adapté ce dispositif expérimental, en vue d'étudier la variation de la masse de la goutte tombante, quand celle-ci est soumise à l'influence d'un champ électrique continu. La figure ci-contre montre le dispositif employé. Les gouttes se forment lentement et se détachent l'une de l'autre à une cadence de 12 à 15 s, par un robinet de réglage R, au bout de la pièce de platine, P, liée au pôle positif d'un redresseur à vapeur de mercure. Elles passent par l'anneau métallique E, chargé négativement et tombent dans le vase F, à peser.

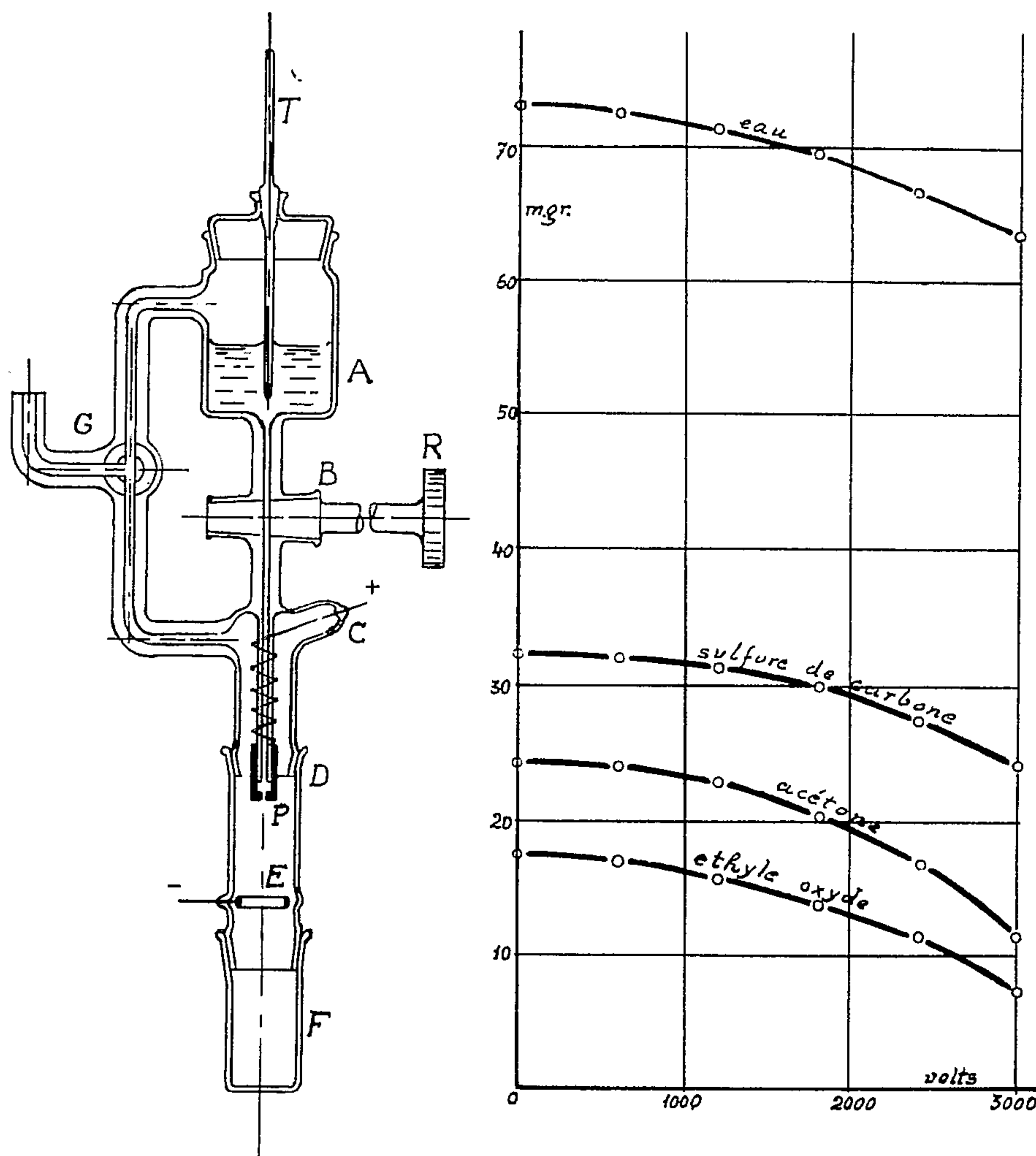
Parmi les liquides étudiés, nous figurons sur le diagramme la variation de la masse d'une goutte tombante pour quatre liquides ($t = 20^\circ$ C) en fonction du voltage appliqué entre les deux électrodes. L'effet a été poursuivi jusqu'à 3 000 V. L'inversion des pôles ne change pas sensiblement les valeurs mesurées.

Les résultats obtenus montrent que la masse de la goutte diminue dans le champ électrique et cette diminution se fait plus vite que celle d'une diminution linéaire.

En outre, nous avons étudié aussi la variation de la masse tombante, dans un champ électrique, du tétrachlorure de carbone, qui s'est montrée nulle, dans le domaine considéré, de l'hexane et du cyclohexane, pour lesquels les variations ont été trouvées très petites.

Pour expliquer les résultats obtenus, nous avons cherché d'abord à étudier la charge électrique transportée par la goutte tombante. Dans ce but, nous avons employé la méthode de « perte de charge » en faisant tomber des gouttes de liquides formées dans le champ électrique (3 000 V entre les électrodes) sur la platine d'un électroscope, chargé préalablement. La charge transportée par la goutte pour l'acétone, l'éther éthylique, le

sulfure de carbone et le benzène s'est trouvée de *signe contraire* à celui de l'électrode P, si l'électrode est chargée positivement. Quand l'électrode P est chargée négativement, les quatre liquides étudiés ne se comportent pas identiquement. La charge transportée par la goutte tombante était de *même signe* que l'électrode, c'est-à-dire négative, dans le cas de l'acétone et de l'éther éthylique et de *signe contraire*, c'est-à-dire positive, dans le cas du benzène et du sulfure de carbone.



Quand, par exemple, la pièce de platine P est chargée positivement, sous 3 000 V, l'électroscope doit être chargé positivement, pour tous les liquides étudiés, pour que son voltage décroisse avec le nombre des gouttes. En le chargeant négativement, il manifeste une croissance de son voltage avec le nombre des gouttes tombées.

Pour les quatre liquides ci-dessus mentionnés, nous n'avons constaté

aucune variation du voltage à l'électroscope, quand on travaillait sans champ électrique.

Dans le cas de l'acétone on a constaté que si l'on abaissait le voltage de l'électrode P, chargée négativement, sous 2 300 V, l'électroscope étant chargé négativement, on obtenait un *renversement* de charge de la goutte tombante. Bref, au-dessus de 2 300 V, la goutte montrait une charge négative (l'aiguille de l'électroscope montait) et au-dessous de 2 300 V une charge positive (l'aiguille tombait lentement avec le nombre des gouttes).

Par contre, quand l'électrode P était chargée négativement, l'électroscope étant chargé positivement, nous n'avons constaté aucun renversement de charge de la goutte avec la décroissance du voltage.

De même, nous avons suivi la variation de la charge de la goutte avec la tension aux électrodes, dans le cas de l'acétone et nous avons constaté que cette variation, représentée dans un système d'axes rectangulaires, avec $1/n$ sur l'ordonnée, n étant le nombre de gouttes correspondant à la même chute de l'aiguille de l'électroscope et sur l'abscisse le nombre de volts affectés aux électrodes, restait linéaire, en augmentant avec le voltage. Pour résumer, les conclusions de notre travail sont les suivantes :

La masse d'une goutte de liquide tombé à une cadence déterminée dans un champ électrique, à partir d'une électrode métallique, diminue quand le champ augmente. Les liquides isolants, comme CCl_4, l'hexane et le cyclohexane ne manifestent pas cette diminution, ou très peu.

Cette diminution de la masse tombante a été mise en concordance avec la charge électrique transportée par la goutte tombante. Les liquides isolants sus-cités ne manifestent pas cette charge. Dans le cas de l'acétone cette charge croît proportionnellement avec le champ.

Dans d'autres cas, le signe de la charge dépend de deux facteurs : la nature du liquide et la direction du champ électrique.

Pour l'acétone, on a obtenu un *renversement de charge* de la goutte tombante, pour une valeur déterminée du voltage appliqué.

(1) C. Sălceanu et H. Mc Cormick, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1278.

(*Faculté de Physique et Mathématique Timişoara, Roumanie.*)

CATALYSE. — *Combustion du méthane et de l'hydrogène sur platine incandescent : transfert d'énergie et mécanisme de la réaction.* Note de MM. **Pierre Devore**, **Charles Eyraud** et **Marcel Prettre**, présentée par M. Paul Pascal.

Le mécanisme de la combustion du méthane et de l'hydrogène sur platine incandescent a donné lieu à de nombreuses études. B. Domanski (1),

en accord avec Polyakov [2], admet un processus hétéro-homogène. Cette hypothèse est appuyée par les résultats obtenus par spectrophotométrie, par étude de la volatilisation du platine, et par l'aspect aux microscopes optique et électronique des échantillons utilisés [1]. Cependant, les méthodes expérimentales mises en œuvre n'ont pas permis d'élucider le mécanisme complexe de ces combustions et d'évaluer l'importance respective des processus réactionnels en phases homogène et hétérogène.

Il nous a semblé intéressant de reprendre ces études au moyen d'une technique calorimétrique différente de celles proposées dans les travaux de Carl-Olof Gabrielson [3]. Elle repose sur la comparaison des transferts d'énergie à la surface du catalyseur en présence et en l'absence de réaction.

Un ruban de platine spectrographiquement pur, occupant le centre d'une chambre à réaction, est maintenu à une température constante par effet Joule, d'abord dans l'air, puis dans un mélange d'air à 3 % de méthane ou d'hydrogène. Dans les deux cas, les débits gazeux sont identiques. Par une mesure simultanée de la différence de potentiel et de l'intensité, on connaît la puissance électrique nécessaire pour maintenir le catalyseur à une température constante quels que soient les processus chimiques en cause. Il est possible d'en déduire l'énergie transmise au catalyseur du fait de la réaction chimique.

Les mélanges combustibles étudiés sont les suivants :

3 % de méthane dans l'air, 3 % de méthane dans l'oxygène, 3 % de méthane dans l'air dilué de moitié par de l'azote, et 3 % d'hydrogène dans l'air.

La mesure d'un transfert d'énergie par cette méthode n'a de sens que si la répartition de la température le long du ruban de platine incandescent est la même en présence ou en l'absence de combustion.

En effet, en l'absence de combustion, le ruban de platine est porté, par effet Joule, à la température absolue T en son point le plus chaud. Un élément de surface de ce ruban, soumis à une différence de potentiel Δv et traversé par un courant i, est à la température T_1. Nous pouvons écrire, en négligeant les pertes par convexion :

$$i\,\Delta v = K[(T_1)^4 - (T_0)^4],$$

T_0 étant la température ambiante.

Au moment de la combustion, nous maintenons le point le plus chaud du ruban à T; la température de l'élément de surface précédemment considéré sera alors T_2, et si nous désignons par Δq la quantité d'énergie transmise à l'élément de surface par la combustion, nous aurons :

$$i\,\Delta v' + \Delta q = K(T_2^4 - T_0^4),$$

d'où

$$\Delta q = i\,\Delta v - i'\,\Delta v' - K(T_1^4 - T_2^4).$$

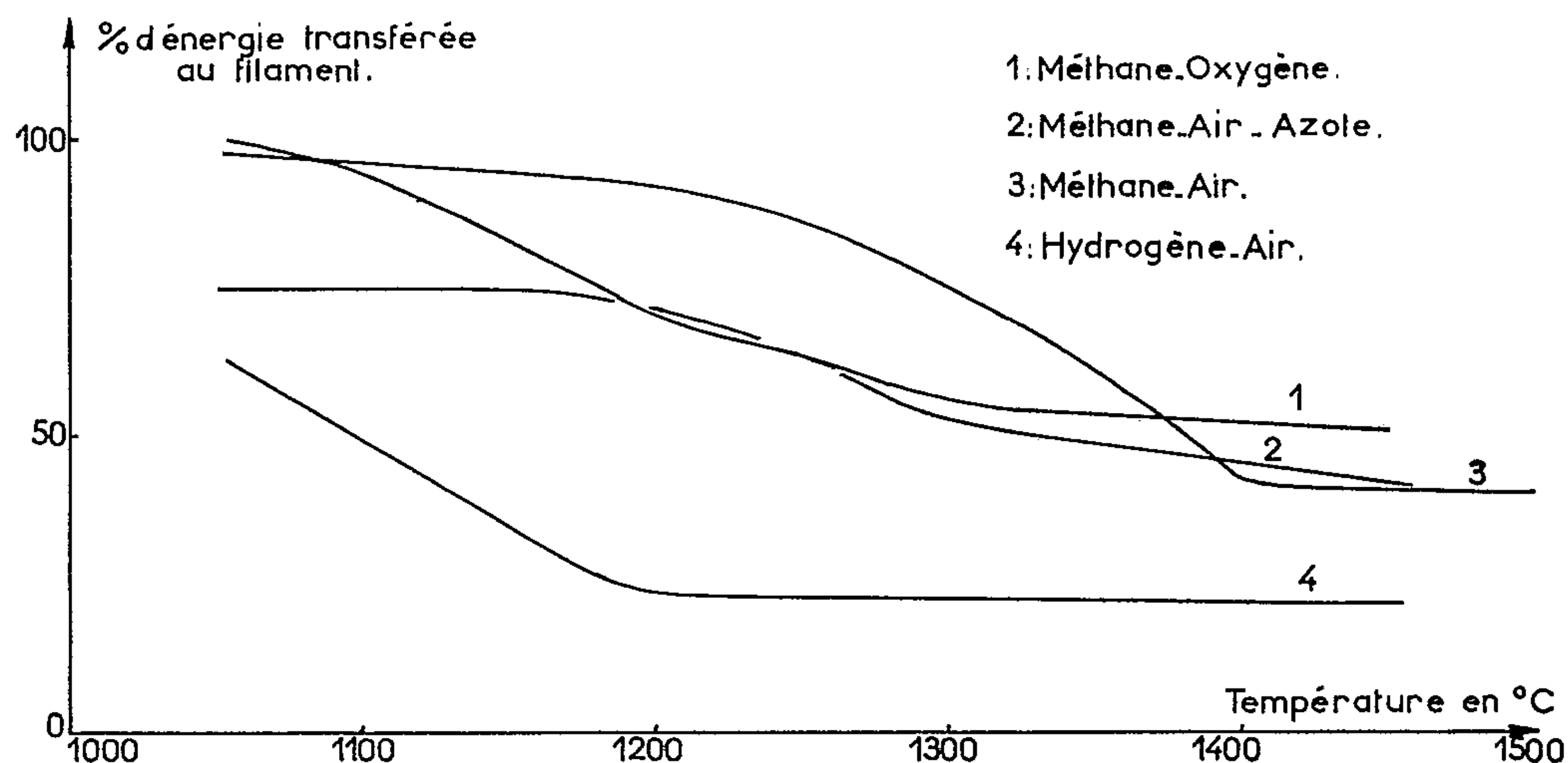
Si la répartition de la température le long du ruban est la même dans les deux cas :

$$\sum_{0}^{l} \Delta q = \sum_{0}^{l} (i\,\Delta v - i'\,\Delta v'),$$

c'est-à-dire

$$q = iv - iv',$$

l étant la longueur du filament. Ceci se vérifie sensiblement pour tous les mélanges employés, sauf dans le cas méthane-oxygène où une correction s'est avérée nécessaire aux températures supérieures à 1200° C.



Les premiers essais effectués par cette méthode ont permis d'obtenir les courbes de la figure ci-dessus, tracées en portant les taux de transfert d'énergie [rapport $(vi - v'\,i')/Q$ de la différence des énergies électriques mesurées sans et avec combustion, à l'énergie théorique de combustion déduite de l'analyse des gaz résiduels] en fonction de la température du point le plus chaud du ruban.

Les conclusions qu'on peut tirer de l'examen des courbes sont les suivantes :

1° A basse température, inférieure à 1200° C pour les mélanges méthane-air et méthane-air-azote, et inférieure à 1100° C pour le mélange méthane-oxygène, les effets thermiques de la réaction de combustion se produisent, soit au voisinage immédiat du ruban (méthane-air et méthane-oxygène), soit près du ruban (méthane-air-azote). Dans le cas hydrogène-air, la combustion sur le filament ou au voisinage de celui-ci doit s'effectuer à des températures beaucoup plus basses;

2° Quand la température croît, l'effet thermique de la réaction ou de

certaines étapes finales de la réaction se manifeste de plus en plus loin du ruban;

3° Dans les cas particuliers des mélanges méthane-air et hydrogène-air, les paliers du taux de transfert d'énergie observés à partir de 1400° C (méthane-air) et 1200*t* C (hydrogène-air) pourraient peut-être s'interpréter par l'hypothèse d'une réaction en deux ou plusieurs étapes, une étape en phase hétérogène suivie d'une réaction en chaînes dans la phase gazeuse.

Si les paliers finaux peuvent s'interpréter selon l'hypothèse précédente, on doit pouvoir vérifier que le taux de transfert d'énergie ne varie pas quand on modifie la vitesse spatiale.

Les résultats qualitatifs de cette étude, qui montre sans conteste une participation de plus en plus grande des zones éloignées du filament au phénomène de réaction, pourraient être heureusement précisés par la spectrométrie de masse d'une part, et par l'influence des vitesses spatiales des gaz, d'autre part.

(1) B. Domanski, *Thèse*, Lyon, 1957.
(2) C. O. Gabrielson, *Svensk. Kem. Tidskr.*, 63, 1951, p. 145; 65, 1953, p. 241; 67, 1955, p. 59; 68, 1956, p. 200.
(3) M. V. Polyakov, *Usp. Khim.*, 17, 1948, p. 351.

RADIOCHIMIE. — *Effet des ions chlore sur la radiolyse de l'eau par les rayons* γ *de* ^{60}Co, *en absence d'air*. Note de Mme **Anne-Marie Koulkès-Pujo**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Dans une précédente Note (1), nous avons examiné le comportement radiochimique de solutions de NaCl, à différents pH, en présence d'air. Or, il est connu qu'en absence d'air, en milieu acide ou neutre, il n'y a pas de décompotion sensible de l'eau sous l'action des rayons X ou γ. Néanmoins en présence de nombreux solutés, et en particulier d'ions brome, certains auteurs (2), (3) ont constaté la formation de H_2O_2 et de H_2 d'où ils ont conclu que ces sels jouent un rôle protecteur. Il n'est pas évident *a priori* que les ions Cl aient le même comportement que celui de Br^-, car l'affinité électronique du radical Cl est plus grande que celle de Br. En partant de ces considérations, nous avons étudié la radiolyse de l'eau dégazée en présence d'ions Cl, à une intensité constante de 6.10^{18} eV.h^{-1}/cm^3.

Résultats expérimentaux. — On constate à pH 0 et pour des concentrations en Cl^- comprises entre 10^{-5} et 2,6 M, que le rendement en H_2O_2 croît avec la concentration de 10^{-5} à 10^{-3} M, passe par un maximum entre 10^{-3} et 10^{-2} M, puis décroît à nouveau de 10^{-2} à 1 M. Pour une concentration de 2,6 M, nous avons pu mettre en évidence dans la solution du chlore libre par dosage avec

l'*o*-tolidine. Il y en a probablement à l'état gazeux, mais notre appareil ne permet pas de le doser. La valeur maxima du rendement en H_2O_2 formée est de 0,36 mol pour 100 eV, valeur inférieure à celle du rendement en H_2 ($G_{H_2} = 0,46$). Il se forme également O_2 provenant vraisemblablement de la décomposition de H_2O_2. A concentration constante en Cl^-, si l'on fait varier le pH de 0 à 6, le rendement en H_2O_2 décroît entre pH 2 et 3 pour finalement s'annuler autour de pH 5. Le rendement en H_2 est constant et égal à 0,46.

De pH 11 à 14, en présence de $Cl^- = 10^{-3}$ M, on constate tout d'abord qu'il n'y a pas formation de H_2O_2, que le rendement en H_2 constant jusqu'à un pH voisin de 11,7 décroît brusquement de 0,46 à 0,22, puis reste à nouveau constant jusqu'à pH 13,3 où il baisse pour atteindre environ 0,08.

Ces résultats nous ont incitée à étudier le comportement des solutions de NaOH en absence de tout autre soluté. Dans ces conditions, il se forme H_2 avec un rendement de 0,23 environ, jusqu'à pH 13,3 où il décroît et tend vers la valeur limite de 0,08.

Interprétation des résultats. — Nous allons admettre deux hypothèses de Haïssinsky ([4]), à savoir : 1° en absence de données sur les énergies d'activation, entre divers processus, ceux qui sont accompagnés de la plus grande diminution d'enthalpie libre seront considérés comme les plus probables; 2° un simple transfert de charge est plus probable qu'une rupture de liaison et *a fortiori* qu'une répulsion électrostatique.

Il est généralement admis que Br^- réagit avec les radicaux H et OH formés par radiolyse et empêche ainsi la réaction inverse de destruction de H_2O_2. Dans le cas de Cl^-, ce seraient


(1) $Cl^- + OH \rightarrow Cl + OH^-$,


(2) $Cl + H \rightarrow Cl^- + H^+$

qui inhiberaient les deux réactions


(3) $H_2 + OH \rightarrow H + H_2O$,


(4) $H_2O_2 + H \rightarrow H_2O + OH$.

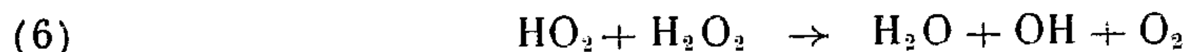
Les résultats que nous avons obtenus en milieu acide et neutre montrent que :

1° Le rendement maximum en H_2O_2 est inférieur à celui obtenu en présence de Br^- ([3]), ce qui prouverait que Cl^- est un moins bon « capteur » de radicaux OH que Br^-.

2° Il se forme O_2 : c'est donc que la réaction (5) doit également se produire :


(5) $OH + H_2O_2 \rightarrow HO_2 + H_2O$

suivie par

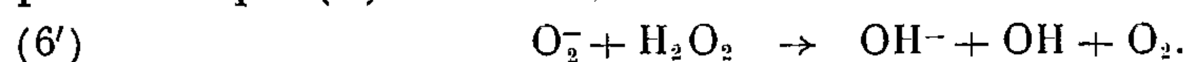

(6) $HO_2 + H_2O_2 \rightarrow H_2O + OH + O_2$

et


(7) $HO_2 + OH \rightarrow H_2O + O_2$.

3° Le rendement en H_2 est constant et égal à celui obtenu en présence de Br^-; par conséquent, si tous les radicaux OH n'ont pas été captés par Cl^-, des deux réactions (5) et (3), c'est la première qui est la plus probable.

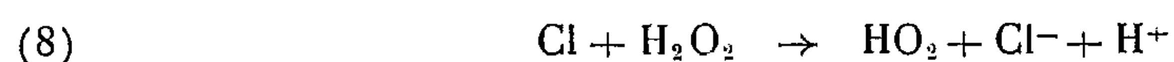
4° La chute dans le rendement en H_2O_2, pour un pH compris entre 2 et 3 pourrait être due à la dissociation de HO_2, comme en présence d'air ([5]). Ce serait donc la réaction (6) de destruction de H_2O_2 qui serait responsable de cet effet, comme étant la seule influençable par le pH, la réaction (6′) étant plus probable que (6) :


(6′) $$O_2^- + H_2O_2 \rightarrow OH^- + OH + O_2.$$

Des deux réactions (7) et (7′) : $O_2^- + OH \rightarrow OH^- + O_2$, la réaction (7) est déjà en elle-même suffisamment opérante, puisque conjuguée avec la réaction (5), elle est assez efficace pour protéger H_2.

5° A pH constant, il y a une zone de concentration optima en Cl^-. Ce phénomène est tout à fait semblable a celui observé par Dainton ([6]) avec l'acrylamide. Tant que la concentration en Cl^- n'a pas atteint 10^{-3} M, il n'y a pas suffisamment de Cl^- pour capter au maximum les radicaux OH, ensuite entre 10^{-3} et 10^{-2} M, c'est la zone d'action la plus efficace des Cl^-; au-delà de 10^{-2} M, Cl^- est capable de capter les précurseurs de H_2O_2 et aux concentrations encore plus fortes, il se produit un effet direct avec libération de Cl_2 libre.

Remarquons que dans tout ce qui précède, nous avons admis que les radicaux Cl produits par la réaction (1) sont captés par la réaction (2). Il pourrait se produire également la réaction


(8) $$Cl + H_2O_2 \rightarrow HO_2 + Cl^- + H^+$$

mais la compétition est en faveur de la réaction (2) d'après les variations d'enthalpie libre.

En milieu alcalin à pH $\simeq 11{,}7$, on constate une chute dans la formation de H_2 et de O_2, autrement dit une diminution de la décomposition radiochimique de l'eau, donc une probabilité plus grande des réactions (3) et (4). Il faut alors supposer, soit que les réactions influençables par le pH et libératrices de radicaux OH et H deviennent plus probables [(3), (4) et (6)], soit que celles qui les détruisent le deviennent moins [(1), (2), (5) et (7)].

La réaction (3) n'est pas influençable par le pH aux environs de pH 11,7, quant à la réaction (4), sa probabilité est à peu près la même que celle de la réaction


(4′) $$HO_2^- + H \rightarrow OH^- + OH,$$

du moins si l'on juge d'après la variation d'enthalpie; la réaction (6) dépend de (5) et d'ailleurs est peu probable sous forme $HO_2^- + O_2^-$.

En ce qui concerne les réactions (5) et (7), si elles n'étaient pas totales, la dissociation de H_2O_2 et de HO_2 pourrait les favoriser et par conséquent

devrait augmenter la formation de H_2, ce qui est contraire à l'expérience. Donc, on peut supposer que les deux réactions (5) et (7) captent tous les radicaux OH qui auraient échappé à la réaction (1).

Nous admettrons alors que la réaction



$$(8') \qquad Cl + HO_2^- \rightarrow O_2^- + H^+ + Cl^-$$

entre en compétition avec (2). Des radicaux H sont ainsi libérés et provoquent la réaction de destruction en chaîne (4) sans pour cela qu'elle soit complète, puisque le rendement ne devient pas nul. Il s'ensuit que cette réaction (4) est plus probable en milieu acide et en absence de chlorure, puisqu'alors elle est totale, la décomposition de l'eau étant négligeable. Ceci expliquerait aussi pourquoi, en présence de NaOH, il y a formation partielle de H_2 et de O_2, avec un rendement $G_f \simeq 0,23$ à peu près identique à celui obtenu en présence de Cl^- à partir de pH 11,7. Selon une suggestion de M. Haïssinsky, on ne peut pas exclure la possibilité qu'une impûreté contenue dans la soude capte les OH de sorte que les produits de radiolyse de l'eau puissent être détectés. Enfin, la deuxième chute à pH $\simeq 13,35$ dans le rendement de H_2 et de O_2 pourrait s'expliquer par la dissociation du radical OH en $O^- + H^+$ ([5]).

([1]) Koulkès-Pujo, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2510.
([2]) Fricke et Hart, *J. Chem. Phys.*, 3, 1935, p. 596.
([3]) Hochanadel, *J. Phys. Chem.*, 56, 1952, p. 587.
([4]) Haïssinsky, *J. Chim. Phys.*, 53, 1956, p. 542.
([5]) Koulkès-Pujo, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1865.
([6]) Dainton, *Trans. Faraday Soc.*, n° 411, 53, 1957, p. 3.

(Institut de Radium, Laboratoire Curie, Paris.)

RADIOCHIMIE. — *Réactions radiochimiques catalysées en solution aqueuse par des semi-conducteurs et des métaux.* Note de M. **Moïse Haïssinsky** et Mme **Marcelle Duflo**, présentée par M. Frédéric Joliot.

L'énergie dissipée lors de la radiolyse de l'eau qui se dissocie alors en radicaux libres devrait suffire pour la transformation d'une quarantaine d'équivalents de soluté. Exceptions faites pour les réactions en chaîne, de tels rendements sont loin d'être atteints. La mauvaise utilisation de l'énergie s'explique, d'une part, par les recombinaisons des radicaux et par des réactions inverses; d'autre part, par des excitations du solvant peu efficaces et dont la contribution aux transformations radiochimiques est d'ailleurs encore très mal connue. On peut se demander si les catalyseurs habituellement employés pour accélérer les réactions chimiques ne seraient pas actifs également dans les réactions radiochimiques en agissant

sélectivement sur les processus radicalaires de compétition et en favorisant celles qui conduisent au résultat désiré.

Cette question a gagné en actualité depuis que Volkenstein a formulé une théorie (1) sur les phénomènes d'adsorption et de catalyse par les semi-conducteurs. D'après l'auteur, la surface de ce type de composés est le siège de valences libres positives (électrons libres) et négatives (trous de conductibilité) qui constituent des centres d'adsorption et de réactivité. Ces valences libres pourraient alors intervenir dans les réactions produites par les radicaux libres de la radiolyse, soit en augmentant leur efficacité, éventuellement d'une façon sélective, soit, au contraire, en annulant leurs effets. Il ne semble pas que la théorie dans son état actuel puisse répondre à cette question et c'est à l'expérience à vérifier sa validité et ses conséquences dans ce cas particulier.

Nous ne connaissons jusqu'ici que deux réactions radiochimiques en solution aqueuse dont les rendements sont augmentés par la présence de corps solides : la radio-réduction de Ag^+ catalysée par l'argent métallique, le talc et le sulfate de baryum (2) et la radio-formation de l'eau oxygénée dans la soude, catalysée par l'oxyde de zinc (3). Ni l'une ni l'autre, pour des raisons différentes, ne se prêtent à une généralisation, qui en tout état de cause, ne saurait être acquise que par les résultats d'un grand nombre d'expériences. Nous avons entrepris de telles études dont les résultats les plus significatifs, bien qu'encore d'un caractère préliminaire, vont être exposés dans cette Note.

Nous avons choisi des systèmes dont le comportement radiochimique en l'absence de catalyseurs a été déjà examiné dans notre laboratoire : 1° oxydation du sulfate uraneux; 2° oxydation de l'iodure de potassium; 3° réduction de l'*o*-phénanthroline ferrique. Nous ne décrirons donc pas ici le mode opératoire et les procédés analytiques utilisés qui ont été déjà indiqués ailleurs. Nous avons choisi comme catalyseurs les oxydes de thorium, de tantale, de niobium et de titane, le sulfure de cobalt, mais aussi le noir de platine et le noir de palladium. Les irradiations ont été effectuées, soit aux rayons γ de radio-cobalt, soit aux rayons X dont l'énergie effective moyenne est de 19 keV environ. Les solutions contenant de 3 à 5 mg/cm^3 de catalyseur, ont été agitées pendant l'irradiation, soit par un dispositif magnétique (rayons X), soit par un courant continu d'air (rayons γ). Nous avons vérifié que l'absorption supplémentaire de l'énergie par les solides était petite par rapport à l'énergie totale absorbée et en tout état de cause, insuffisante pour expliquer les faits observés. Chaque expérience en présence d'un catalyseur a été doublée d'une expérience identique en son absence; en outre, des solutions-témoins contenant le catalyseur et non irradiées permettaient de tenir compte d'un effet thermique éventuel de celui-ci. Le dosage des produits formés s'effectuait

généralement tout de suite après l'irradiation et se poursuivait périodiquement pendant un certain temps, afin de mesurer les effets prolongés éventuels. Les rendements G vont être rapportés au nombre d'*équivalents* transformés par 100 eV.

1. *Solutions de* $U(SO_4)_2$ 2.10^{-3} M, H_2SO_4 0,8 N. — Le rendement initial G_i de l'oxydation par les rayons γ en présence d'air et d'oxyde de thorium ou de sulfure de cobalt passe de 21 à 40 environ. Dans le cas de la thorine l'accroissement du rendement se produit surtout après l'irradiation, tandis que cet effet prolongé est pratiquement négligeable avec CoS. Aux rayons X ce dernier catalyseur fait passer le rendement initial de 17 à 22. En présence de Ta_2O_5 aux rayons X, G_i prend la valeur 32 sans effet prolongé et 40 avec celui-ci. Avec le bioxyde de titane le rendement aux rayons γ croît de 21 à 27. Un effet très faible a été noté aussi avec Nb_2O_5. Remarquons que CoS, ThO_2 et peut-être les autres solides se dissolvent légèrement dans les solutions acides utilisées, mais nous avons vérifié que la catalyse est bien hétérogène et n'est pas due au produit passé en solution.

Tous ces semi-conducteurs font augmenter aussi l'auto-oxydation du sel uraneux en absence de rayonnement. Celle-ci est tellement importante en présence des métaux Pt ou Pd que la radio-oxydation devient, dans ces cas, très difficile à étudier.

Nous n'avons décelé aucun effet avec la thorine en l'absence d'air.

2. *Solutions de* KI 10^{-2} M, pH 3,1 à 3,5. — Le rendement initial de l'oxydation par les rayons γ ou X en présence de ThO_2 passe de 3,2 à 10. Ces rendements comprennent l'oxydation produite après l'irradiation sans doute sous l'effet de l'eau oxygénée formée. Les oxydes Ta_2O_5 ou Nb_2O_5 font passer le rendement initial sans effet prolongé de 1 à 2,6 et avec cet effet de 3,1 à 3,4. L'action catalytique s'exerce donc ici surtout pendant l'irradiation. Ici aussi l'auto-oxydation est accélérée en présence de Ta_2O_5 ou Nb_2O_5.

3. *Réduction de l'o-phénanthroline ferrique* 10^{-3} M, pH 2,5. — Le rendement global de réduction par les rayons X, effet prolongé compris, croît en présence de CoS, ThO_2, noir de platine ou noir de palladium, en passant de 6 à 11.

Aucun effet n'a été observé avec des solutions dégazées contenant ThO_2.

Les expériences étant poursuivies sur les mêmes systèmes et sur d'autres, nous nous abstenons pour le moment d'en tirer des conclusions générales en nous limitant aux remarques suivantes :

1° La catalyse hétérogène peut doubler ou même tripler (KI, ThO_2) les rendements radiochimiques;

2° Les métaux peuvent être aussi actifs que les semi-conducteurs;

3° Les systèmes jusqu'ici étudiés font penser que l'activation par les

catalyseurs intéresse surtout l'oxygène, comme l'avaient déjà supposé Vesselovsky, Miller et Schoub pour la formation mentionnée de H_2O_2 en présence de ZnO (3). Les modalités de cette activation, qui semble se produire tant pour les oxydations que pour les réductions, sont encore à élucider.

(1) TH. VOLKENSTEIN, Recueil *Problèmes de cinétique et de catalyse*, Moscou, 8, 1955, p. 79; *J. Chim. Phys.*, 54, 1957, p. 175 et 181.

(2) M. HAÏSSINSKY et A. M. PUJO, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2530.

(3) V. VESSELOVSKY, N. MILLER et D. SCHOUB, Recueil *Chimie des Radiations*, Moscou, 1955, p. 49.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Mise en évidence par autoradiographie de l'autodiffusion préférentielle dans les sous-joints de polygonisation du fer α.* Note (*) de MM. PIERRE COULOMB, CLAUDE LEYMONIE et PAUL LACOMBE, présentée par M. Georges Chaudron.

L'autoradiographie d'un échantillon polycristallin de fer pur dans lequel a diffusé à 700°C du fer radioactif révèle le réseau des joints de grains et un réseau fin intragranulaire. La comparaison avec la structure micrographique permet d'identifier ce réseau fin aux sous-joints de polygonisation. L'expérience apporte ainsi une preuve directe de l'autodiffusion préférentielle dans les sous-joints.

L'étude de la diffusion préférentielle aux joints de grains a permis d'aborder d'une manière nouvelle le problème de leur structure (1). Celle-ci doit dépendre en effet de l'orientation relative des grains contigus. Ainsi, M. R. Achter et R. Smoluchowski (2) ont, les premiers, montré par micrographie que la profondeur de pénétration de l'argent dans des joints de bicristaux de cuivre variait considérablement avec la désorientation des cristaux. Ils ont pu tracer une courbe donnant la profondeur de pénétration en fonction de l'angle de désorientation. Un résultat important était l'existence d'un seuil de désorientation au-dessous duquel la diffusion intergranulaire cessait d'être préférentielle. Plus tard, D. Turnbull et R. E. Hoffman (3) ont tenté de relier la facilité de pénétration dans un joint à la présence de canaux de dislocations. Dans ce but, ils ont étudié la diffusion de l'argent dans un joint d'une assez faible désorientation (9°) pour qu'on puisse encore le considérer comme formé d'un alignement de dislocations distinctes. Par autoradiographie et comptage, ils ont montré qu'il y avait encore diffusion préférentielle dans ce joint. Ainsi, le seuil plus élevé trouvé précédemment pouvait être attribué à une sensibilité insuffisante des méthodes expérimentales. Mais il restait à démontrer que la diffusion continue à être préférentielle pour des joints de plus faible désorientation que 9° et *a fortiori* pour des sous-joints de polygonisation.

On peut citer trois expériences qui prouvent d'une manière *indirecte* le rôle prépondérant des lignes de dislocations dans la diffusion. Il s'agit

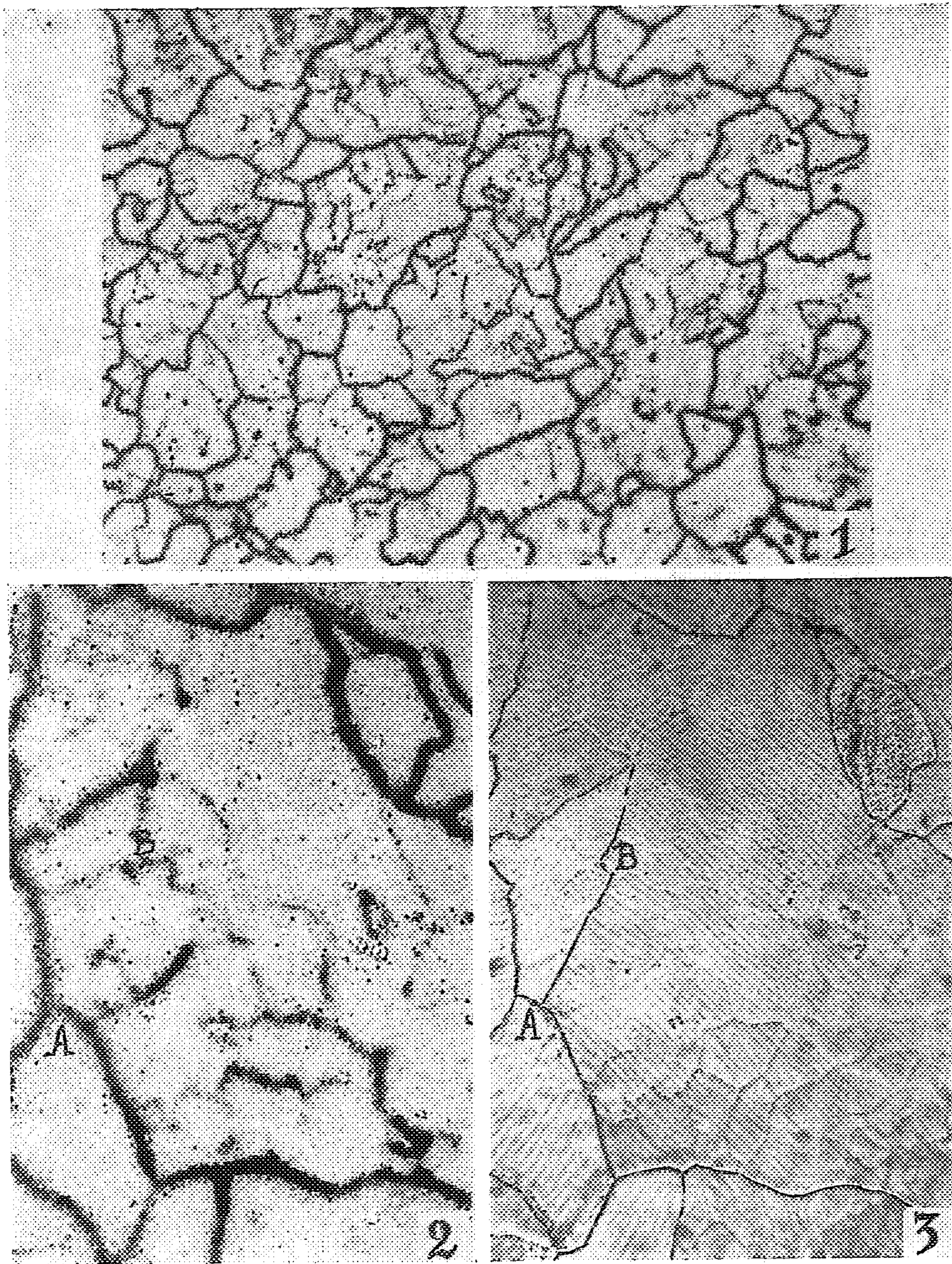


Fig. 1. — Autoradiographie (× 20).
Fig. 2. — Autoradiographie (× 70).
Fig. 3. — Micrographie de la même plage
(attaque avec une solution d'acide métanitrobenzènesulfonique dans l'alcool éthylique) (× 70).

des expériences de A. A. Hendrickson et E. S. Machlin ([4]) sur la diffusion de l'argent radioactif dans un monocristal d'argent polygonisé et celles de B. Okkerse, T. J. Tiedema et W. G. Burgers ([5]) d'une part et de R. E. Hoffman ([6]) d'autre part montrant l'anisotropie de la diffusion dans des joints de faible désorientation de plomb et d'argent, respectivement.

Dans cette Note, nous apportons une preuve *directe* de l'autodiffusion préférentielle dans les contours de polygonisation du fer pur. Une couche mince de ^{55}Fe et ^{59}Fe est déposée par électrolyse à la surface d'un échantillon de fer polycristallin polygonisé. L'activité β du dépôt est de l'ordre de 70 000 impulsions/mn.cm^2. L'échantillon est recuit 66 h sous hydrogène à 700° C, température où la diffusion intergranulaire est très importante vis-à-vis de la diffusion massique. Après recuit, on élimine par abrasion des couches successives de très faible épaisseur parallèlement au front de diffusion et l'on pose chaque fois une autoradiographie pendant huit jours sur une émulsion à fort contraste (« Kodaline »). Au début, le noircissement de l'image est uniforme (diffusion massique). A une très faible distance au-delà de la limite perceptible de la diffusion en volume, l'image montre un réseau continu et intense de lignes correspondant aux joints de grains et, à l'intérieur de celles-ci, un réseau de lignes beaucoup plus fines (*fig.* 1). A une plus grande profondeur, seul apparaît le réseau des joints de grains.

La comparaison de l'autoradiographie (*fig.* 2) et de la micrographie permet d'affirmer que le réseau de lignes fines correspond aux sous-joints de polygonisation. Sur la figure 3, l'identification des joints et des sous-joints est facilitée par l'apparition de stries parallèles d'orientation différente suivant les cristaux. Elles sont dues au polissage électrolytique très court effectué sur la surface ayant donné l'autoradiographie de la figure 2.

Il est remarquable de constater que la pénétration du fer radioactif dans certains joints, par exemple AB, est bien plus faible que dans la plupart des sous-joints. AB est sans doute un joint de macle. On retrouve donc ici l'influence des paramètres géométriques sur la diffusion ([7]).

En conclusion, l'insuccès rencontré jusqu'ici dans la détection directe de l'autodiffusion dans les sous-joints peut être attribuée à la très faible concentration d'atomes radioactifs existant dans les sous-joints. Dans le cas des joints de grains eux-mêmes, si l'élément radioactif était uniquement concentré dans l'épaisseur très faible de la zone perturbée (probablement quelques Angströms), il serait exclu de révéler par autoradiographie la diffusion intergranulaire. En fait, la méthode ne révèle la diffusion intergranulaire que dans la mesure où celle-ci s'accompagne d'une diffusion en volume normalement au plan du joint [théorie de J. C. Fisher ([8])]. La diffusion normalement au plan du joint est d'autant plus importante que la concentration d'atomes radioactifs dans le joint est plus élevée. Il en résulte que la diffusion normalement aux sous-joints ne sera impor-

tante que dans la région voisine du dépôt radioactif. La perception des sous-joints ne sera donc possible qu'à une distance très faible au-delà de la limite de la diffusion en volume. Cette interprétation est confirmée par l'examen de coupes normales au front de diffusion effectué par autoradiographie dans le cas de l'autodiffusion dans les joints, et les sous-joints de la microstructure de croissance du nickel (9).

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) P. LACOMBE, *La diffusion dans les métaux*, Bibliothèque technique Philips (Eindhoven, 1957), p. 23-52.

(2) *J. Appl. Phys.*, 22, 1951, p. 1260.

(3) *Acta Met.*, 2, 1954, p. 419.

(4) *Trans. A. I. M. E.*, 200, 1954, p. 1035.

(5) *Acta Met.*, 3, 1955, p. 300.

(6) *Acta Met.*, 4, 1956, p. 97.

(7) C. LEYMONIE et P. LACOMBE, *Rev. Mét.*, 54, 1957, p. 653.

(8) *J. Appl. Phys.*, 22, 1951, p. 74.

(9) W. R. UPTHEGROVE et M. J. SINNOTT, *Trans. A. S. M.*, 50, 1958, (sous presse).

(Centre de Recherches Métallurgiques de l'École des Mines, Paris).

CHIMIE DES COMPLEXES. — *Action de l'eau oxygénée sur les sels cobalteux dans divers milieux aqueux.* Note (*) de Mme **DORA PESCHANSKI** et Mlle **YVETTE WORMSER**, présentée par M. Paul Pascal.

La décomposition catalytique de l'eau oxygénée par une solution d'un sel cobalteux en présence d'ammoniaque a déjà été signalée (1) et l'étude du mécanisme de cette réaction au cours de la formation d'une cobaltammine a été entreprise par l'une de nous (2).

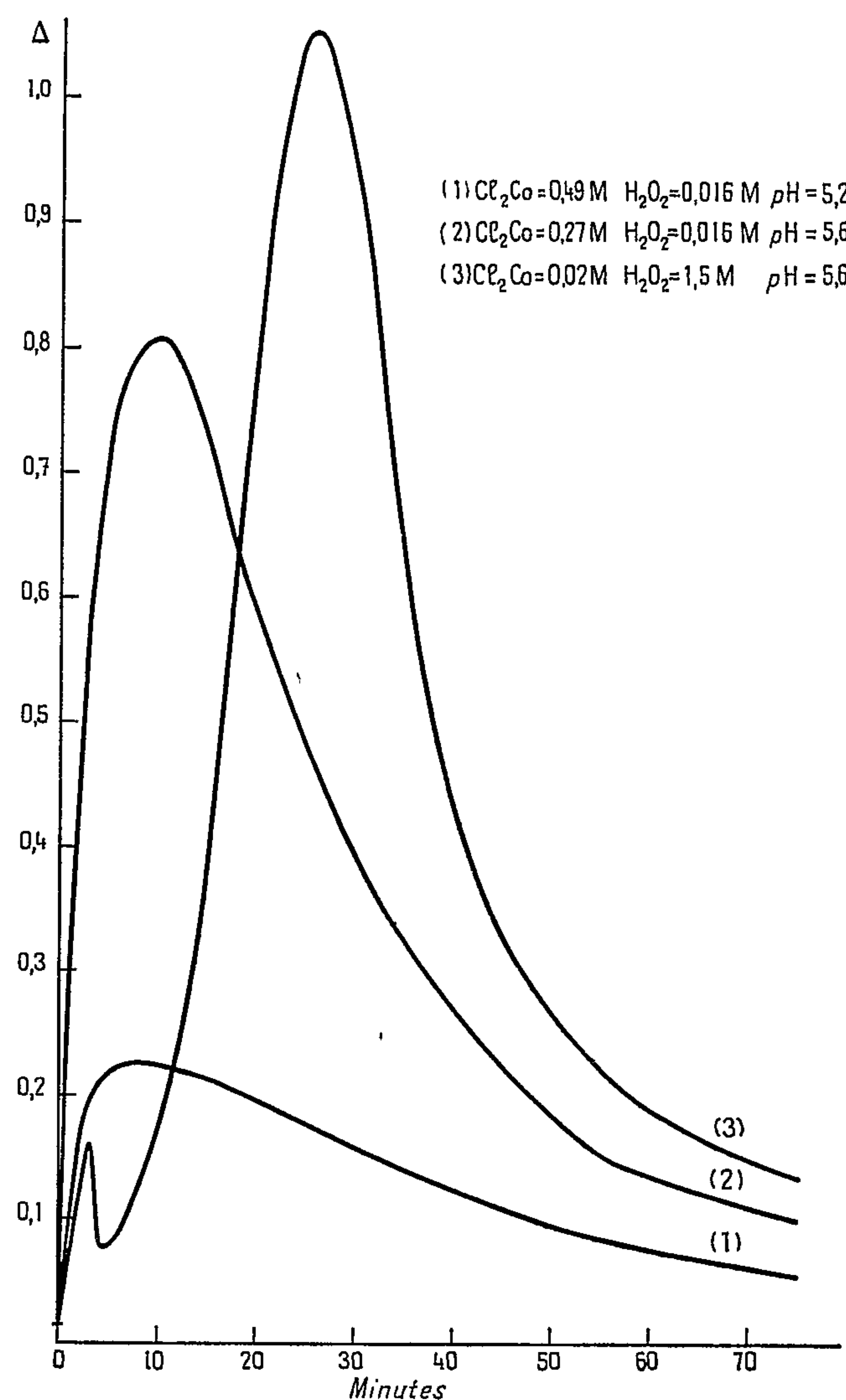
Nous avons observé que cette décomposition se produit dans divers milieux : solution d'ammoniaque, potasse diluée, mélanges d'acide acétique et d'acétate de potassium (3), et qu'elle s'accompagne d'une évolution des solutions présentant un certain nombre de traits communs que nous allons résumer.

Quand on ajoute l'eau oxygénée à une solution de sel cobalteux dans un tel milieu, où l'ion Co^{++} peut se trouver primitivement en équilibre avec un complexe imparfait plus ou moins dissocié, par exemple avec $[Co(NH_3)_n]^{++}$ en solution dans NH_3, on observe la formation, immédiate dans la plupart des cas, d'un composé transitoire, qui se manifeste par l'accroissement de l'absorption lumineuse dans le proche ultraviolet, et parfois également dans le visible; l'activité catalytique des solutions est manifestement liée à la présence de ce composé.

Ce composé disparaît ensuite, plus ou moins rapidement selon le milieu,

le pH et les concentrations des constituants, et il se forme dans la solution un composé stable du cobalt trivalent d'activité catalytique faible ou nulle.

Il ne subsiste plus après évolution complète de la solution que ce composé stable en présence du sel de cobalt divalent dans son état primitif, dans des proportions respectives d'ailleurs très variables selon les conditions.



Le composé trivalent peut être mis en évidence par voie chimique, notamment en solution dans l'ammoniaque et le chlorure d'ammonium, où l'on isole ainsi une pentammine cobaltique. Dans les solutions de potasse, il précipite à l'état d'hydroxyde cobaltique.

L'étude de la constitution du composé transitoire par mesure de l'absorption lumineuse en fonction du rapport des concentrations H_2O_2/Co est peu

précise par suite de l'évolution des solutions; cependant on peut en conclure qu'il doit s'agir d'une réaction de la forme $2\,Co^{++} + H_2O_2 =$ *composé* sans tenir compte des ions ou molécules neutres associés.

En milieu ammoniacal nous avons essayé d'isoler ce composé à l'état solide, par précipitation par l'alcool; on obtient ainsi un précipité brun, de composition chimique assez mal définie, ce qui peut s'attribuer à l'instabilité d'un tel composé. La solution de ce précipité manifeste une activité catalytique très vive sur H_2O_2, et elle initie la polymérisation de l'acrylonitrile ([4]). Il est probable qu'il s'agit d'un complexe polynucléaire du cobalt; nous avons constaté par ailleurs que les solutions de divers complexes polynucléaires connus du cobalt présentent également une activité catalytique parfois très intense.

En présence d'acide acétique et d'acétate de potassium à divers pH, nous avons pu suivre en fonction du temps le premier stade de la réaction, la formation du composé transitoire n'étant pas immédiate comme dans les autres milieux étudiés; cette différence de vitesse peut s'attribuer, en dehors de l'effet spécifique de l'ion acétique, au fait que le pH est plus faible que dans les autres cas.

La figure représente la variation de la densité d'absorption lumineuse en fonction du temps, à la température ordinaire, de quelques mélanges de chlorure cobalteux et d'eau oxygénée, à différentes concentrations, dans des solutions d'acétate de potassium et d'acide acétique, sous une épaisseur de 1 cm, pour $\lambda = 350\ m\mu$.

La lenteur de la formation du composé transitoire dans ce cas permet d'effectuer une étude, actuellement en cours, de la cinétique de sa formation et de sa destruction, ce qui pourra permettre d'éclaircir le mécanisme de la décomposition catalytique de l'eau oxygénée dans ces milieux.

(*) Séance du 17 février 1958.

([1]) H. JACOBSON et G. W. SMITH, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 4494.

([2]) Y. WORMSER, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1293.

([3]) Des essais entrepris en solution dans le bicarbonate de potassium paraissent conduire à des résultats analogues, ce qui donne au complexe vert étudié par M. P. Job (*Comptes rendus*, 190, 1930, p. 186) un rôle important dans la catalyse.

([4]) Essai fait en collaboration avec Mme Annette Bernas.

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur la modification du caoutchouc par réaction avec l'anhydride maléique.* Note de MM. **JEAN LE BRAS**, **CHRISTIAN PINAZZI** et **GÉRARD MILBERT**, présentée par M. Charles Dufraisse.

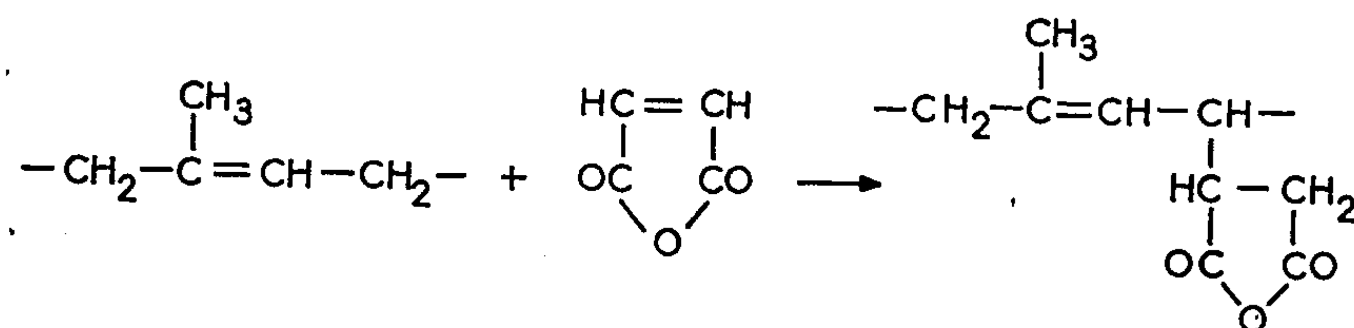
La réaction entre l'anhydride maléique et le caoutchouc a été étudiée en solution ([1]), par malaxage ([2]) et par chauffage en phase solide ([3]). Mais, comme il en est le plus souvent pour les dérivés chimiques de l'hydro-

carbure caoutchouc, les conditions opératoires employées ne conduisaient qu'à des produits présentant d'importantes altérations des propriétés physiques caractéristiques de cette matière, notamment sa haute extensibilité, par suite de réactions secondaires de scission, cyclisation et rétification. Il a été montré ensuite qu'il était possible, dans des conditions déterminées, d'éviter plus ou moins ces phénomènes nuisibles, soit dans le cas de la réaction en solution entre le caoutchouc naturel et la N-méthyl-imide maléique [4], soit dans celui de la réaction par malaxage entre des élastomères synthétiques oléfiniques et l'anhydride maléique [5].

Nous nous sommes proposé de reprendre sur des bases chimiques plus précises, en nous inspirant de ces travaux, l'examen de la réaction entre l'hydrocarbure caoutchouc et l'anhydride maléique.

On opère en tube scellé, sous vide d'azote désoxygéné, en solution toluénique, en présence d'antioxygènes (2.6-ditertiobutyl 4-méthylphénol et 6-phényl 2.2.4-triméthyl 1.2-dihydroquinoléine) destinés à limiter les réactions de scission et de rétification; la proportion d'anhydride maléique varie de 25 à 400 % en poids par rapport au caoutchouc. La réaction est effectuée à 180° C, pendant des durées allant de 30 à 180 mn. Le produit de la réaction est précipité et lavé par l'acétone ou l'éthanol, puis redissous dans le benzène et reprécipité jusqu'à élimination totale de l'anhydride libre et des antioxygènes, enfin séché sous vide poussé jusqu'à disparition des traces de solvant.

L'influence des antioxygènes est nettement mise en évidence par les déterminations de caoutchouc gel, qui permettent d'avoir une indication de l'état de rétification du produit. En effet, selon qu'on opère en leur présence ou en leur absence, on trouve, par exemple, après une durée de réaction de 120 mn, des pourcentages respectifs de caoutchouc gel de 1,2 et 4,2 dans le cas d'une proportion initiale de 25 % d'anhydride (proportion combinée voisine de 2 %) et de 2,8 et 26 dans le cas d'une proportion initiale de 400 % d'anhydride (proportion combinée voisine de 12 %). On peut en conclure que le produit obtenu ne présente pratiquement pas de rétifications et, en admettant d'après des travaux antérieurs [6] que c'est le CH_2 en position 4 qui possède la plus grande probabilité de réaction, supposer que sa molécule linéaire correspond au schéma



Les quantités d'anhydride fixé sont déterminées par microdosage

direct de l'oxygène; en tenant compte de la proportion d'oxygène trouvée dans le caoutchouc témoin (qui a subi les mêmes traitements que le caoutchouc anhydrosuccinique, en absence d'anhydride) et en se basant sur la formule théorique précédente, on peut calculer, d'après les résultats d'analyse, que les produits A et B mentionnés dans le tableau ci-après correspondent respectivement à des proportions de 5,5 et 22 % d'anhydride combiné, soit 4 et 20 groupements anhydrosucciniques pour 100 maillons isoprène.

	% anhydride ajouté.	C %.	H %.	O %.
Crêpe pâle témoin............	0	88,4	11,5	1,2
Produit A....................	50	83,5	11,7	4,0
» B....................	400	77,1	10,1	12,0

Les propriétés particulières d'un tel caoutchouc anhydrosuccinique ont été vérifiées par obtention du dérivé carboxylique correspondant, ainsi que de son ester benzylique et de son anilide. On notera également, avec intérêt, les modifications de la solubilité : à l'inverse de l'hydrocarbure caoutchouc, son dérivé anhydrosuccinique B est totalement soluble dans la méthyléthylcétone ou l'acétate de butyle et ne se dissout pas dans l'hexane. Par ailleurs, ce produit peut être vulcanisé par simple action d'un oxyde métallique, comme l'oxyde de zinc ou de magnésium, ainsi que par les diols, les diamines ou les diisocyanates, alors que, dans les mêmes conditions, le caoutchouc non modifié ne présente aucun indice de vulcanisation.

Propriétés mécaniques de quelques vulcanisats.

	% anhydride combiné.	Agent vulcanisant.	Module à 300 % (kg/cm²).	Résistance à la rupture (kg/cm²).	Allongement à la rupture (%).
Caoutchouc ordinaire......	0	S + accélérateur	40	260	550
» témoin........	0	»	30	60	450
Caoutchoucs anhydrosucciniques............	5	»	160	180	350
	5	ZnO	85	400	640
	24	MgO	140	140	300

Le rendement de la réaction, exprimé en anhydride fixé par rapport à l'anhydride utilisé, est faible. Mais nous ne nous proposions ici que d'obtenir un caoutchouc anhydrosuccinique à teneur élevée en anhydride combiné et présentant le minimum possible de rétifications, afin de pouvoir établir sur des données analytiques la réalité de la réaction et mettre en évidence les modifications de propriétés qui en découlent.

Sur un plan plus pratique, nous avons également réalisé la réaction en malaxeurs internes, sous courant d'azote, en nous bornant à des quan-

tités limitées d'anhydride combiné (de 1 à 4 %) suffisantes pour provoquer des changements importants des propriétés de l'élastomère. Un tel caoutchouc anhydrosuccinique peut être vulcanisé par les agents indiqués ci-dessus et les vulcanisats présentent des caractéristiques technologiques particulières qui seront décrites dans une autre publication.

Ces expériences ont donc montré qu'il est possible de fixer sur le caoutchouc, sans altérer sa haute élasticité, des groupements réactifs qui lui confèrent une polarité élevée susceptible d'apporter aux vulcanisats des caractéristiques nouvelles.

(1) R. G. R. Bacon et E. H. Farmer, *Proc. Rubber Techn. Conf.*, Londres, 1938, p. 256.
(2) P. Compagnon et J. Le Bras, *Comptes rendus*, 212, 1941, p. 616.
(3) J. Le Bras et P. Compagnon, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 11, 1944, p. 553; Rubber-Stichting, Brevet français 913.434, 1946.
(4) A. Delalande, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 18, 1951, p. 773.
(5) R. H. Snyder, H. M. Paxton et U. S. Rubber Co., Brevet français 1.095.954, 1955.
(6) *Voir*, par exemple : G. Gee, *Trans. I. R. I.*, 25, 1949, p. 98.

CHIMIE APPLIQUÉE. — *Sur le dosage de l'humidité des sols et de substances solides au moyen d'un appareil fondé sur les variations de la constante diélectrique.* Note de (*) MM. **Georges Lejeune** et **Georges Arnould**, présentée par M. Georges Chaudron.

On peut mesurer l'humidité des sols en se basant sur l'importance de la constante diélectrique de l'eau liquide par rapport à la constante diélectrique des corps solides. On constate que l'eau adsorbée peut être considérée comme plus ou moins liée suivant la nature de l'adsorbant.

La corrosivité des sols dépend de leur humidité (1) mais la mesure de cette dernière par dessiccation présente des difficultés : ainsi, lorsqu'on a affaire à des sols gypseux, si l'on opère à basse température, la dessiccation est longue en atmosphère sèche; si l'on élève la température, on risque une déshydratation partielle du gypse dont l'eau de constitution ainsi libérée est comptée à tort comme humidité.

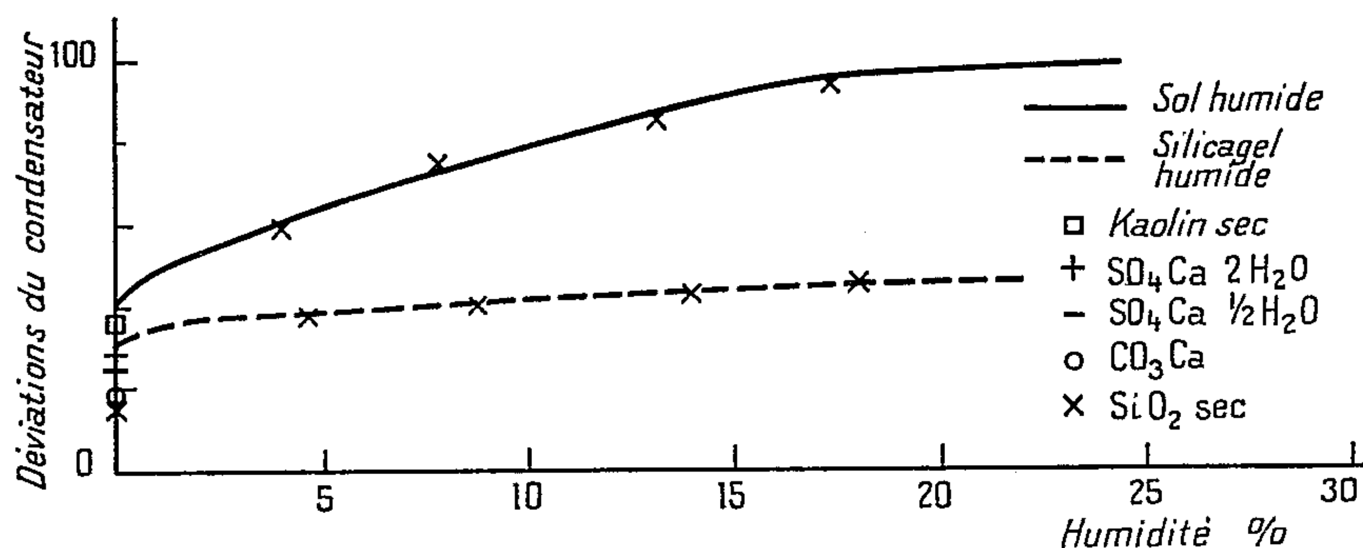
Étant donné la grande différence de valeur des constantes diélectriques de l'eau liquide d'une part et des différents constituants du sol (silice, argile, calcaire, gypse) d'autre part, on est amené à penser que la constante diélectrique d'un produit humide différera notablement de celle d'un produit sec.

Nous avons utilisé cette remarque pour mettre au point un appareil permettant une mesure physique de la teneur en humidité. Si, dans le noyau d'une self, nous remplaçons l'air par une substance, sèche ou humide, il se produit une modification de la fréquence d'oscillation du système.

Cette variation peut être compensée en plaçant en parallèle un condensateur variable dont on fait varier la capacité de manière à ramener la fréquence du système à sa valeur initiale. Il est possible de graduer empiriquement l'échelle du condensateur en pour-cent d'humidité en déterminant pour un certain nombre d'échantillons le taux d'humidité par dessiccation.

Nous avons donc introduit dans notre self un poids constant de substance, soit une substance sèche, silice, calcaire, argile ou un hydrate défini comme le gypse, soit une substance humide adsorbante comme un sol naturel, de la cellulose ou un gel de silice.

Les résultats obtenus sont résumés dans la figure ci-dessous, où la déviation du condensateur est donnée en fonction du taux d'humidité, les substances sèches se trouvant sur la ligne d'humidité nulle.



On peut faire les remarques suivantes :

1° Les corps secs se classent dans l'ordre de leurs constantes diélectriques : quartz, carbonate de calcium, kaolin; il est à remarquer que le gypse qui contient 21 % d'eau de cristallisation, se classe entre le carbonate de calcium et le kaolin. L'eau de cristallisation se comporte donc comme l'eau à l'état de glace, on peut donc la considérer comme de l'eau liée qui a une constante diélectrique très basse par rapport à celle de l'eau liquide.

2° Si nous examinons des sols, pourvu que l'échantillon soit homogène au point de vue de la répartition de l'humidité, aussi bien pour les sols sableux que pour les sols argileux, entre 1 et 15 % d'humidité, la déviation du condensateur est proportionnelle à la teneur en eau, les différences initiales dues à la composition disparaissant devant l'influence prépondérante de l'eau d'imbibition du sol. De même, la présence dans le sol de sels solubles, comme le gypse, jusqu'à une teneur de 2 % dans l'eau du sol, n'a pas d'influence perturbatrice sur la détermination de l'humidité de l'échantillon correspondant.

3° Il était intéressant de comparer d'autres substances capables d'adsorber de l'eau comme la cellulose ou un gel de silice.

Comme on le voit sur notre courbe, une différence importante est mise en évidence : alors qu'une éponge de cellulose donne pour une même quantité d'eau totale dans l'échantillon, la même déviation que pour l'eau adsorbée par le complexe argilohumique du sol, ce qui indique le même degré de liberté que pour l'eau liquide, on constate que l'eau adsorbée par le gel de silice, entre 1 et 15 % n'a pratiquement pas d'influence sur la constante diélectrique.

(*) Séance du 10 février 1958.

(1) G. Lejeune et G. Arnould, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 343.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Sur la formoltitration des sels d'ammonium.* Note (*) de MM. **Jean-Michel Bloch** et **Jean-Claude Gaschard**, présentée par M. René Fabre.

L'addition d'une solution de formaldéhyde à une solution de chlorure d'ammonium (0,1 à 0,01 *n*) ne semble s'accompagner ni de la libération d'acide chlorhydrique, ni de la formation d'hexaméthylène-tétramine. En opérant en milieu hydro-éthéro-alcoolique, cette base a pu être caractérisée et le dosage de l'ion $(NH_4)^+$ par la soude alcoolique, en présence de rouge de phénol, ne comporte pas de correction.

Depuis une cinquantaine d'années, on dit que lorsqu'on fait réagir un sel d'ammonium « parfaitement neutre » sur une solution d'aldéhyde formique également neutre, on forme de l'hexaméthylène-tétramine avec mise en liberté de tout l'acide combiné à l'ammoniaque. D'après les travaux de Delépine (1) et de Ronchèse (2), repris notamment par Kolthoff (3), la réaction s'écrirait :



$$4\,ClNH_4 + 6\,HCHO = (CH_2)_6N_4 + 4\,ClH + 6\,H_2O.$$

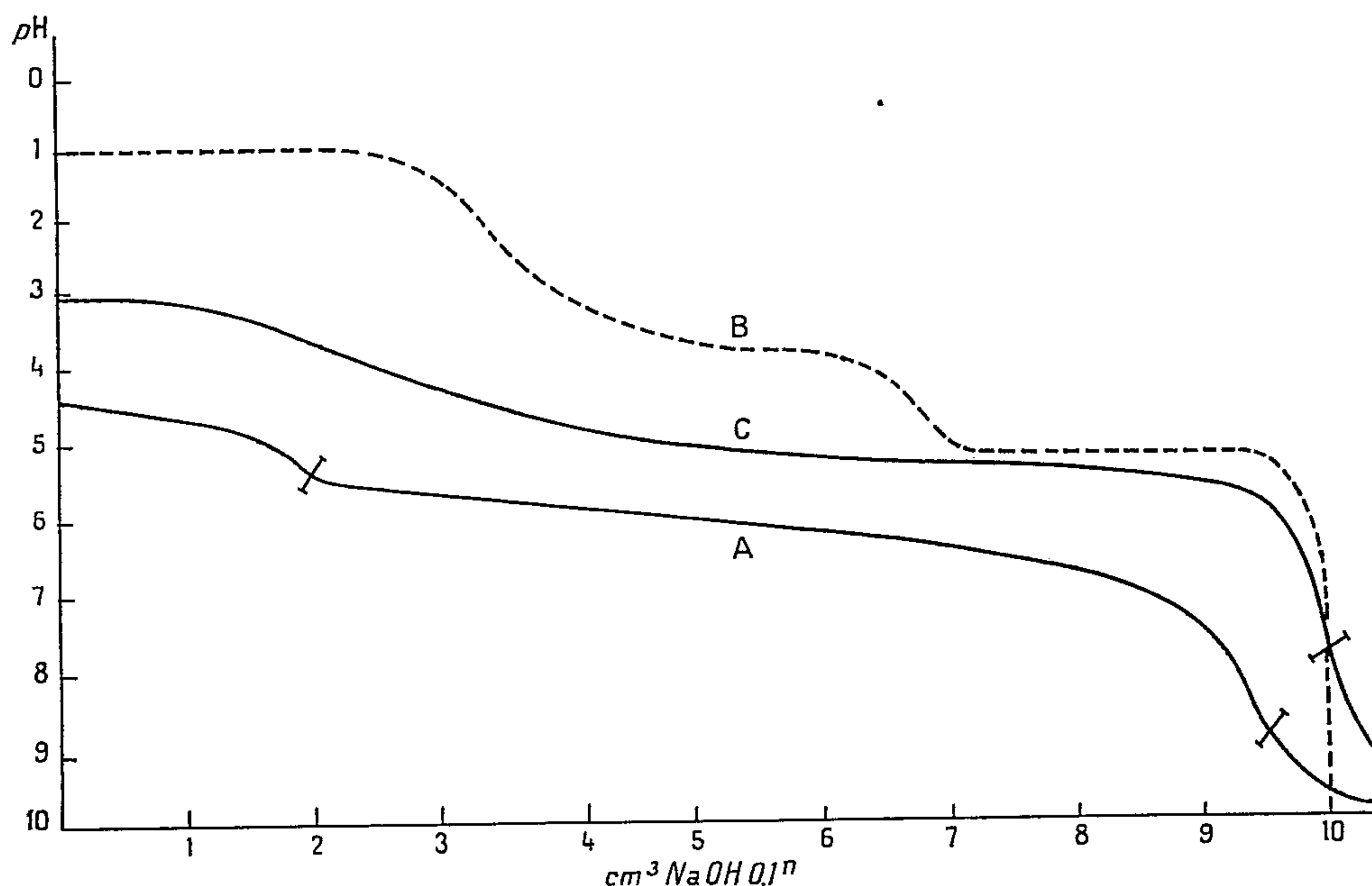
En réalité, d'après Charlot (4), l'acide ainsi libéré réagit sur la base et donne l'acide correspondant $(CH_2)_6\,N_4,\ H^+$, peu dissocié; de plus, Cl H libère l'acide formique à partir du formiate que contient toujours la solution de formaline neutralisée; de sorte que, pour doser la quantité totale d'acide qui s'est formée, il faut prendre un indicateur qui vire à un pH relativement alcalin, la phénolphtaléine par exemple.

C'est un fait d'expérience que la méthode comporte une erreur systématique par défaut, d'environ 3 %. Cette erreur pourrait provenir d'une réaction entre l'ammoniaque, libérée transitoirement au cours du dosage, et la phénolphtaléine, avec formation de diimidophtaléine. Cela est peu probable, cette erreur existe avec différents indicateurs et nos courbes d'électrotitration ne montrent pas l'existence d'une telle combinaison.

Pour certains auteurs [2], [3], l'erreur par défaut serait due à la neutralisation trop poussée du sel d'ammonium, préalablement au dosage. L'explication ne vaut pas, puisque l'erreur subsiste lorsqu'on dose directement l'acétate d'ammonium ajusté à pH 7.

1. Pour essayer de mettre en évidence l'origine de cette erreur, nous avons été amenés à étudier les *courbes de neutralisation* par la soude du mélange sel d'ammonium-formaldéhyde en solution 0,1 *n*. Nous avons employé le potentiomètre automatique enregistreur Radiometer. Quel que soit l'indicateur utilisé pour neutraliser initialement la solution de chlorure d'ammonium, le pH obtenu, après addition d'un excès de solution de formaline diluée et neutralisée en présence de phénolphtaléine, est compris, dans une centaine de dosages, entre pH 3,5 et 5, en général 4,6. Ce pH est, dans la plupart des cas, nettement plus alcalin que celui (3,2), d'une solution de chlorhydrate d'hexaméthylène-tétramine.

La courbe de neutralisation obtenue, que nous figurons ci-dessous (A), est différente de celle (B) représentée dans le Traité cité plus haut [4] et qui est une courbe théorique (Communication personnelle de l'auteur).



La courbe A présente deux points d'inflexions, peu nets d'ailleurs : l'un, vers pH 5,3, correspond probablement à la neutralisation de l'acide formique, l'autre, vers pH 8,6, marque la fin du dosage. Le volume de soude employé est inférieur à la quantité théorique, la différence peut atteindre 7 %. Si l'on ajoute la quantité théorique de soude, on obtient un pH de 9,5.

2. *Essais d'isolement de l'hexaméthylène-tétramine.* — Delépine [6], opérant avec $Cl\,NH_4$ à 20 %, parvenait à insolubiliser l'hexaméthylène-tétramine sous forme de complexes, par addition, soit de $Cl_2\,Hg$, soit d'une solution aqueuse d'iode; la réaction est lente et limitée. Opérant avec des solutions 4 à 40 fois plus diluées, nous n'avons pu parvenir à précipiter de complexes de l'hexaméthylène-tétramine. Par ailleurs, Foucry [7], n'avait pu précipiter ce corps grâce à son réactif sulfo-uranique, dans des conditions voisines, et nous avons essayé de même sans succès l'action de l'iode, de l'iodomercurate, de l'acide picrique, du tannin, de l'iodobismuthate, des acides silicotungstique et silicomolybdique, du sel de Reinecke, etc.

Par contre, en opérant en milieu alcalin, la caractérisation et l'isolement de l'hexaméthylène-tétramine sont possibles. On peut alors penser à éliminer cette base, qui tamponne le milieu, par précipitation, et effectuer un dosage par double retour : le sel d'ammonium est additionné de formaline et d'un excès connu de soude, puis, après un repos d'au moins 3 h, de tétraphénylborate de sodium. On ajoute ensuite la même quantité d'acide dont on titre l'excès par la soude. La méthode est longue et sujette à des erreurs.

3. Par ailleurs, nous avons cherché à favoriser la précipitation de l'hexaméthylène-tétramine en ajoutant à la prise d'essai un des plus mauvais solvants de cette base, l'éther sulfurique : 30 cm^3 du mélange $Cl\,NH_4$-formaline sont additionnés de 30 cm^3 d'éther neutre et de 60 cm^3 d'alcool à 95° afin d'obtenir un mélange homogène; celui-ci présente un pH de 3 environ, soit le pH d'une solution de chlorhydrate d'hexaméthylène-tétramine. Un précipité est alors obtenu, en 12 h, par addition de réactif silicotungstique, et en 2 h, avec $Cl_2\,Hg$ si l'on neutralise partiellement le mélange jusqu'à pH 5,5.

Nous avons tiré parti de ces résultats pour effectuer le dosage, en milieu éthéro-hydro-alcoolique, par emploi d'une solution titrée de soude alcoolique, en présence de rouge de phénol. Le point d'inflexion est en effet situé aux environs de pH 7,9, la courbe correspondante (C) se rapproche de la courbe B. L'erreur moyenne est de 0,6 % pour des solutions 0,1 à 0,05 *n*, elle atteint 2 à 3 % avec des solutions 0,01 *n* :

$(NH^4)^+$ pour 1 000 :

théorique : 1,782, 0,891, 0,178;

trouvé : 1,780, 1,790, 1,790, 1,767, 1,805, 1,775 — 0,889, 0,900, 0,875, 0,895, 0,892 — 0,183, 0,172, 0,181, 0,180, 0,174.

Il nous semble donc que l'addition d'alcool et d'éther purifié à une solution aqueuse diluée de chlorure d'ammonium et de formadéhyde amène la formation de chlorhydrate d'hexaméthylène-tétramine dont le dosage acidimétrique est satisfaisant. Nous n'avons pu encore donner

d'interprétation satisfaisante à ce résultat, pas plus, d'ailleurs, qu'au fait que la formoltitration classique, basée, en solution diluée, sur une réaction inexacte ou en tous cas extrêmement lente, permet un dosage approximatif des sels d'ammonium.

(*) Séance du 17 février 1958.
(1) *Thèse Doctorat Sc.*, Paris, 1898.
(2) *Thèse Doctorat Ph.*, Paris, 1908.
(3) *Pharm. Weekblad*, 58, 1921, p. 1463.
(4) G. Charlot et D. Bézier, *Analyse quantitative minérale*, Masson, Paris, 1955, p. 47.
(5) L. Aurousseau, *J. Pharm. Chim.*, 1, 1940, p. 329.
(6) *Comptes rendus*, 127, 1898, p. 622.
(7) *J. Pharm. Chim.*, 20, 1934, p. 168.

CHIMIE MINÉRALE. — *Contribution à l'étude des sulfates heptahydratés de la série magnésienne par l'analyse thermique différentielle et la méthode thermopondérale.* Note (*) de Mme **Robert Fruchart** et M. **André Michel**, présentée par M. Georges Chaudron.

L'étude de la déshydratation et de la décomposition thermique des sulfates heptahydratés de la série magnésienne a fait l'objet de plusieurs études (1), (2), (3). Cependant, comme nous l'ont indiqué quelques essais préliminaires, il semble que certaines étapes de la déshydratation aient échappé à l'observation.

Nous avons repris l'examen de l'évolution thermique dans le but de comparer entre eux les sulfates simples et d'étudier ensuite l'influence sur cette évolution des phénomènes de solutions solides. Nous avons mis en œuvre simultanément ce qui, à notre connaissance, n'avait pas été réalisé, l'analyse thermique différentielle et l'analyse thermopondérale.

L'analyse thermique différentielle nous a donné grâce à l'emploi d'une forte sensibilité et d'un chauffage régulier et lent (0,6° C/mn) des renseignements plus nombreux que l'analyse pondérale et permis d'établir l'existence de nouvelles étapes de déshydratation.

Lors des premiers essais, pour un même phénomène de déshydratation, nous avons observé que l'analyse thermique différentielle donnait des températures plus élevées que celles fournies par la thermobalance. Comme les vitesses de chauffage étaient les mêmes (0,6° C/mn) nous avons pensé à l'influence de la vitesse d'élimination de la vapeur d'eau produite par la déshydratation. Dans le cas de l'analyse thermique différentielle, le sulfate se trouve dans un tube long et de faible ouverture : la vapeur d'eau reste assez longtemps au contact du sulfate qui évolue. A la thermobalance au contraire, la coupelle est large : l'élimination de la vapeur d'eau est

rapide. En employant à la thermobalance des coupelles de base large mais de faible ouverture nous avons observé une bonne concordance des températures relevées sur les courbes d'analyse thermique et d'analyse thermopondérale.

Nous résumons dans cette Note les résultats obtenus sur le sulfate de nickel d'une part, le sulfate de magnésium d'autre part.

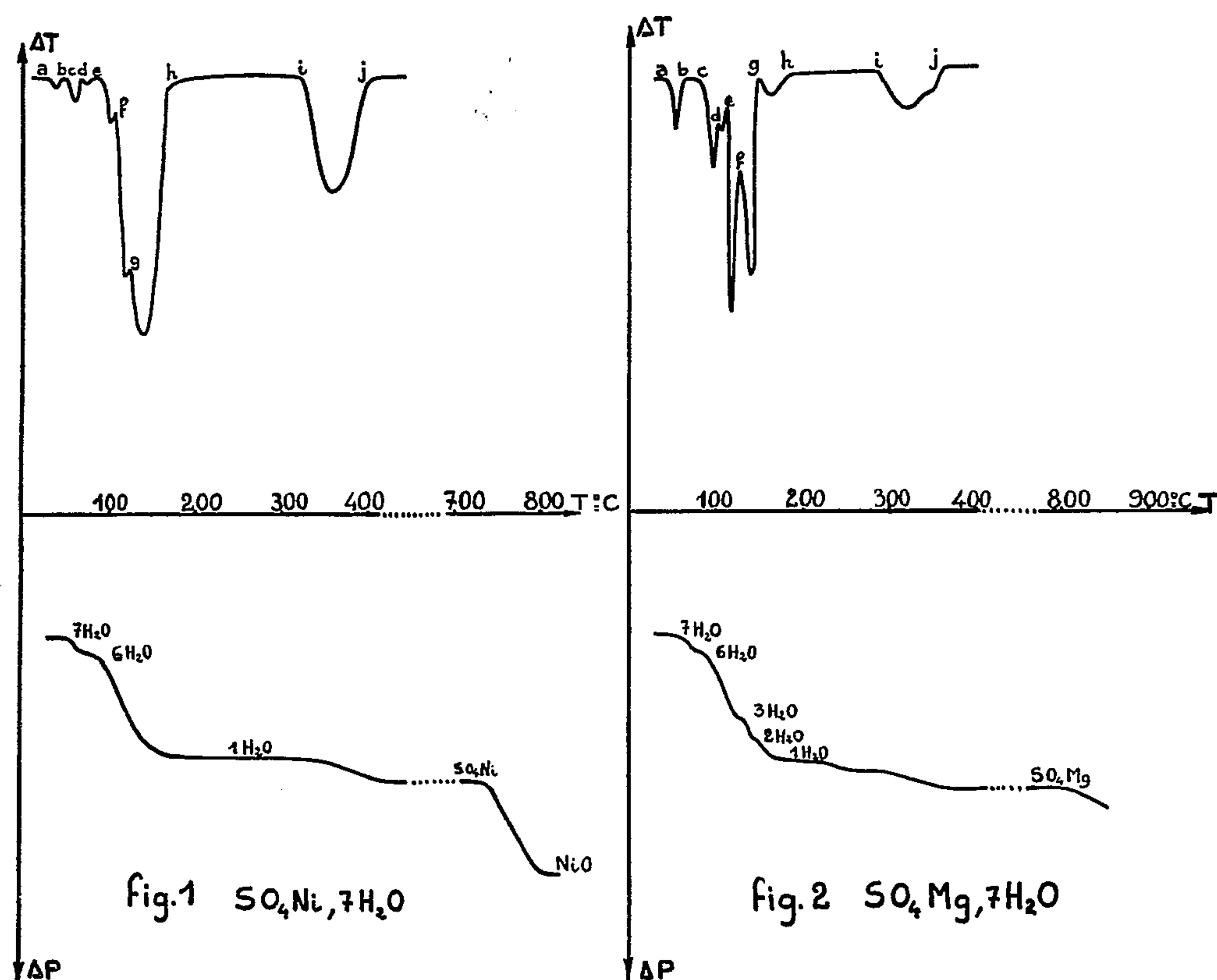


Fig. 1 $SO_4Ni, 7H_2O$ — Fig. 2 $SO_4Mg, 7H_2O$

Le sulfate de nickel heptahydraté (*fig.* 1) présente les étapes suivantes lors de son évolution thermique. Vers 50° (*b*) apparaît d'abord le sulfate hexahydraté de nickel qui présente une transformation allotropique rétersible à 62° (*c*), puis un phénomène de fusion aqueuse à 72° (*d*). Se forment ensuite transitoirement le tétrahydrate [104° (*e*)] et le dihydrate [117° (*f*)]; le monohydrate apparu dès 132° (*g*) est stable et ne donne naissance au sulfate anhydre que vers 331° (*i*). Celui-ci se décompose en NiO à partir de 730°.

L'évolution thermique du sulfate de magnésium heptahydraté se fait avec les étapes suivantes (*fig.* 2). Vers 60° (*b*) nous voyons apparaître le sulfate de magnésium hexahydraté qui subit vers 90° (*c*) une transformation allotropique et une fusion aqueuse. Se forment ensuite le pentahydrate

à 103° (*d*), le trihydrate à 108° (*c*), le dihydrate à 127° (*f*) et le monohydrate à 149° (*g*). Cet hydrate stable [178-285° (*h*, *i*)] donne naissance au sulfate anhydre. L'oxyde n'apparaît qu'à température supérieure à 1100°.

Ainsi, nous avons mis en évidence l'existence intermédiaire de nouveaux hydrates qui n'avaient jamais été signalés. Nous avons appliqué les mêmes méthodes, d'une part aux sulfates heptahydratés de Co, Fe et Zn — là aussi nous avons observé l'existence d'hydrates non encore décrits —, d'autre part aux solutions solides que peuvent former ces sulfates heptahydratés par substitution des ions métalliques par des ions de métaux voisins et mis en évidence le déplacement des points de transformation et de déshydratation.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) Mme Demassieux et Fedoroff, *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 457; 206, 1938, p. 1649; 208, 1939, p. 1223 et 1581.

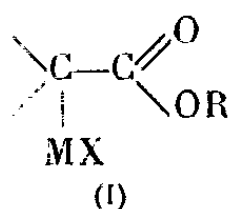
(2) Chihara et Seky, *Bull. Soc. Chim. Jap.*, 26, n° 2, 1953, p. 88-92.

(3) Mme Demassieux et Malard, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1429 et 1544.

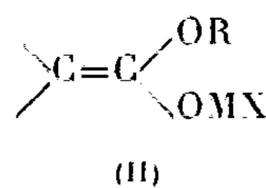
CHIMIE ORGANIQUE. — *Action des esters α-bromés sur les α-amino-éthers en présence de magnésium : obtention de β-amino-esters.* Note de M. **Jean Jacques**, Mme **Henriette Rivière-Larramona** et Mlle **Bianca Tchoubar**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les esters α-bromés réagissent, en présence du magnésium, dans les conditions de la réaction de Réformatsky, sur les amino-alcoxyméthanes pour donner les β-amino-esters correspondants.

Il est admis que la réaction de Réformatsky, dont le mécanisme est encore incomplétement élucidé, comporte la formation d'un composé organométallique intermédiaire (1). Ce composé dont la structure reste indéterminée et qui résulte de l'action d'un ester halogéné sur un métal (zinc ou magnésium) est représenté soit par la formule (I) (2), soit par celle d'un énolate (II) (3) : il constitue très vraisemblablement le véritable réactif de Réformatsky qui intervient dans l'acte de condensation proprement dit.



(I)



(II)

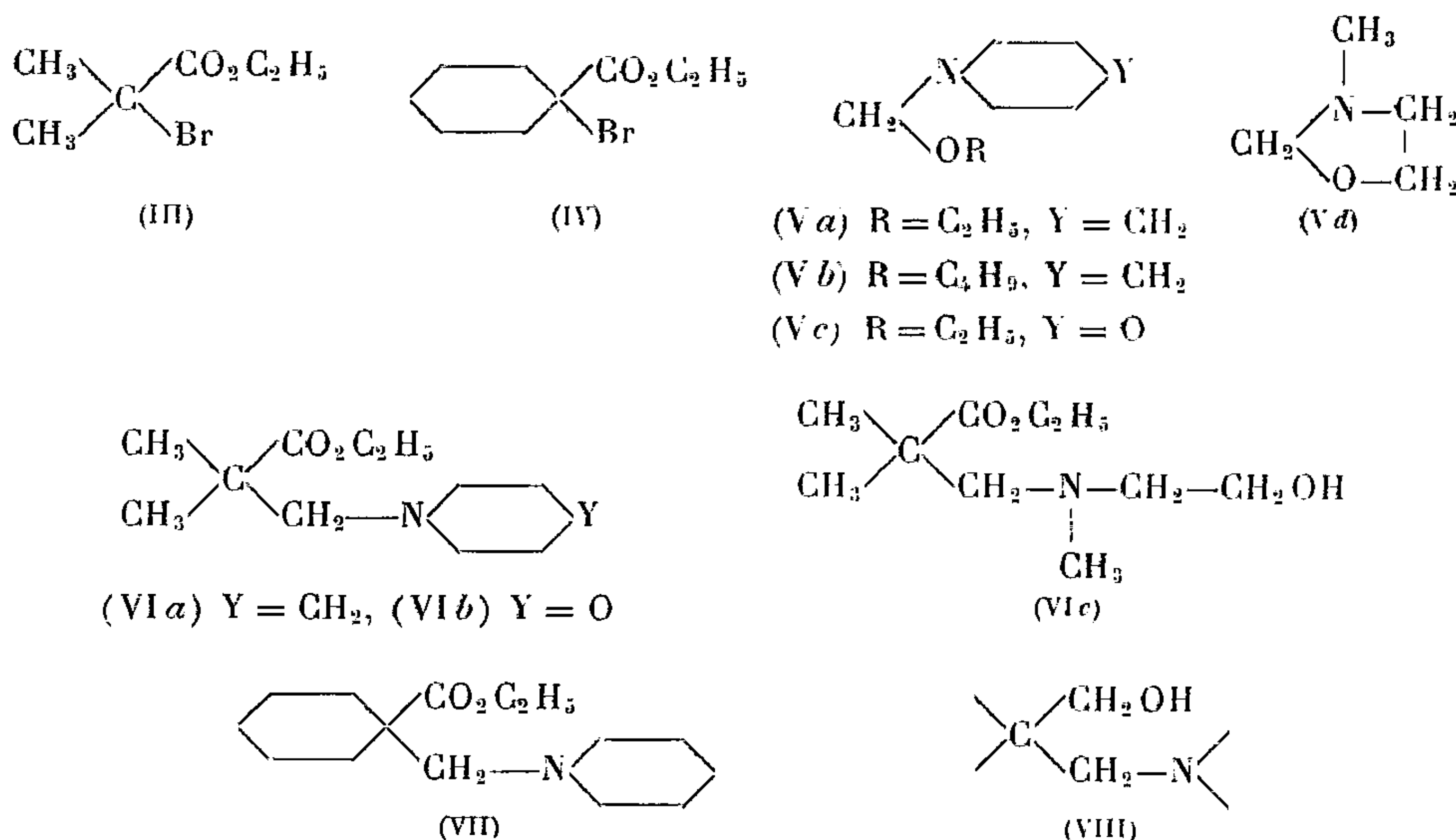
M=Zn ou Mg

Par son comportement chimique, ce réactif présente une grande analogie tant avec le réactif de Grignard qu'avec les énolates halogéno-magnésiens dérivant des cétones ou des esters. Cette analogie se manifeste, en effet, non seule-

ment lors de la réaction de Réformatsky classique (condensation des esters α-halogénés avec les composés carbonylés), mais également lors de l'action des esters α-bromés en présence de zinc sur les nitriles ([4]) (obtention de β-céto-esters par l'intermédiaire des imino-esters) ou sur l'orthoformiate d'éthyle ([5]) (obtention de diéthylacétals d'α-formylesters).

Nous avons pensé que ce parallèle pouvait être poursuivi et que d'autres composés qui ont été opposés avec succès aux organo-magnésiens ou aux énolates halogéno-magnésiens sont également susceptibles, dans les conditions de la réaction de Réformatsky, de réagir sur les esters α-halogénés. De telles réactions devraient, en effet, être possibles, à la condition que le composé mis en jeu soit plus sensible au réactif de Réformatsky que l'ester halogéné dont ce dernier dérive.

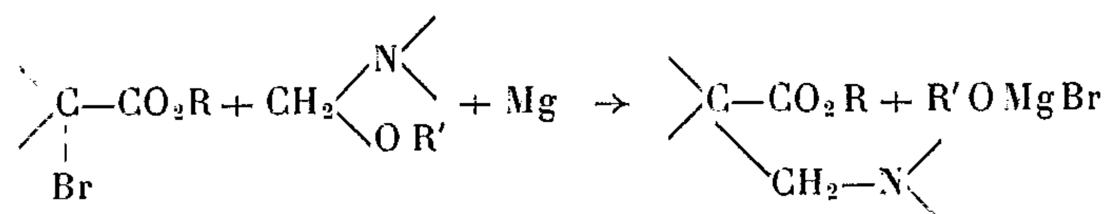
Pour vérifier cette hypothèse et essayer de trouver, le cas échéant, un accès facile à certains β-amino-esters, nous avons fait réagir, dans les conditions de la réaction de Réformatsky, les esters α-bromés (III) et (IV) sur les α-amino-éthers (V). Rappelons que ces derniers réagissent très facilement avec les organo-magnésiens vrais ([6]), ([7]), ([8]), (schéma *a*), de même qu'avec les énolates de cétones (schéma *b*) ([9]), ([10]).



Alors qu'en présence de zinc la réaction envisagée ne paraît conduire qu'à des rendements dérisoires, nous avons réussi, en présence de magnésium,

à transformer le bromoisobutyrate d'éthyle (III) et le bromohexahydrobenzoate d'éthyle (IV) en β-amino-esters (VI) et (VII), avec des rendements de l'ordre de 50 %. Les β-amino-esters obtenus, réduits par l'hydrure de lithium aluminium, nous ont permis de retrouver certains β-amino-alcools du type (VIII) déjà préparés suivant une toute autre voie ([11]).

A notre connaissance, cette transformation des esters α-bromés en β-amino-esters présente un caractère de nouveauté. Par analogie avec les réactions (*a*) et (*b*), elle peut être représentée par le schéma suivant :



La réaction que nous décrivons devrait permettre, si elle est généralisable, d'ouvrir une voie facile vers des composés qui ne paraissent pas directement accessibles par la réaction de Mannich, puisque celle-ci n'est pas applicable au cas des esters simples.

Partie expérimentale. — Nous décrivons à titre d'exemple la préparation de l'*α.α-diméthyl β-pipéridinopropionate d'éthyle* (VI *a*).

Dans un ballon muni d'un agitateur et d'un réfrigérant à reflux, on introduit 8,55 g de pipéridinobutoxyméthane (V *b*) (0,05 mol), 12 ml de bromoisobutyrate d'éthyle (0,08 mol), 2,1 g de magnésium (0,085 at) activé par un cristal d'iode et un cristal de chlorure mercurique, et 60 ml de tétrahydrofuranne. La réaction démarre spontanément; lorsqu'elle devient trop vive, on la maîtrise en refroidissant. Lorsque le métal a disparu, on chauffe à reflux pendant 1 h. Le mélange réactionnel est repris par une solution saturée de chlorure d'ammonium. La couche organique, après lavage à l'eau est épuisée par l'acide chlorhydrique N. L'huile qui se sépare après alcalinisation de la couche aqueuse par l'ammoniaque concentrée est épuisée à l'éther; par distillation on obtient 8,5 g de produit. $É_{12}$ 107-109°; n_D^{19} 1,4500 (Rdt 83 %). ($C_{18}H_{26}O_9N_4$, calculé %, C 48,8, H 5,9; trouvé %, C 48,6, H 6,0). *Chlorhydrate :* F_{inst} 192° ($C_{12}H_{24}O_2NCl$, calculé %, Cl 14,2; trouvé %, 14,4). La même réaction a été effectuée avec le pipéridinoéthoxyméthane (V *a*).

α-pipéridino-méthylhexahydrobenzoate d'éthyle (VII). — A partir du bromo-1 cyclohexylcarboxylate d'éthyle (IV) et du pipéridinobutoxyméthane (V *b*), Rdt 50 %; $É_{12}$ 154° ($C_{15}H_{27}O_2N$, calculé %, C 71,1; H 10,7; trouvé %, C 71,0; H 10,65). *Picrate*, F_{inst} 145°,5 ($C_{21}H_{30}O_3N_4$, calculé %, C 52,3; H 6,3; trouvé %, C 51,9; H 6,1). *Chlorhydrate*, F_{inst} 210° ($C_{15}H_{28}O_2NCl$, calculé %, Cl 12,25; trouvé %, 12,2).

α.α-diméthyl β-pipéridinopropanol : à partir de (VI) par action, à froid de Li AlH_4 en solution éthérée (Rdt 90 %) $É_{23}$ 113-114°; n_D^{20} 1,466. Chlorhydrate, F_{inst} 202° [([11]) indique $É_{30}$ 140°; chlorhydrate F 204°].

Alcool α-pipéridinométhylhexahydrobenzylique à partir de (VII) $É_{25}$ 164-165°. Chlorhydrate F_{inst} 180° [([11]) indique $É_{15}$ 155-157°; chlorhydrate F 181°].

α.α-diméthyl β-morpholinopropionate d'éthyle (VI *b*). — Par action du morpholinoéthoxy méthane (V *c*) sur l'ester (III), Rdt 48 %, $É_{16}$ 119-121° ($C_{11}H_{21}O_3N$, calculé %, C 61,4; H 9,8; trouvé %, C 61,5; H 9,7). *Picrate*, F_{inst} 97°; *chlorhydrate*, F_{inst} 143° (Cl %, calculé 14,4; trouvé 14,1).

α.α-diméthyl β-(N-méthyl N-hydroxyéthyl) propionate d'éthyle (VI *c*). — Par action

de la méthyl-3 oxazolidine (V*d*) sur l'ester (III) (Rdt 50 %). $É_{15}$ 126-127°; n_D^{20} 1,4440 ($C_{10}H_{21}O_3N$, calculé %, C 59,1; H 10,4; trouvé %, C 58,7; H 10,35).

(1) G. DAIN, *J. Soc. Phys. Chim. Russe*, 28, 1896, p. 593.
(2) R. L. SHRINER, *Organic Reactions*, J. Wiley, New York, 1, 1942 p. 2.
(3) H. E. ZIMMERMANN et M. D. TRAXLER, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 1920.
(4) ED. BLAISE *Comptes rendus*, 132, 1901, p. 478; A. HOREAU et J. JACQUES, *Bull. Soc. Chim.*, 1947 p. 58.
(5) A. TCHITCHIBABINE, *J. Prakt. Chem.*, 73, 1906, p. 326; N. C. DENO, *J. Amer. Chem. Soc.*, 69, 1947, p. 2233.
(6) C. M. ROBINSON et R. ROBINSON, *J. Chem. Soc.*, 123, 1923, p. 532.
(7) N. I. SHEVERDINA et K. A. KOTCHESHKOFF, *J. Chim. Gen. U. R. S. S.*, 8, 1938, p. 1825.
(8) A. T. STEWART et C. R. HAUSER, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 1098.
(9) M. CHARPENTIER-MORIZE, H. RIVIÈRE-LARRAMONA et B. TCHOUBAR, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1735.
(10) M. CHARPENTIER-MORIZE, H. RIVIÈRE-LARRAMONA et B. TCHOUBAR, *XV° Congrès International de Chimie pure et appliquée*, Paris, 1957. Résumé des communications, p. 125.
(11) C. MANNICH, B. LESSER et F. SILTEN, *Ber.*, 65, 1932, p. 378.

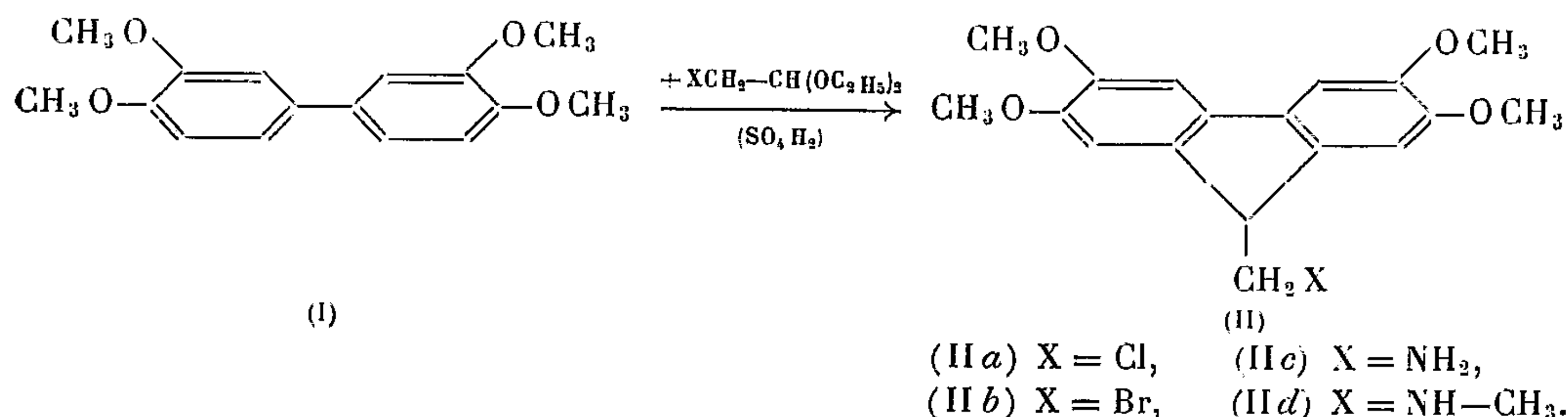
(*Collège de France et Institut Fournier, 25, boulevard Saint-Jacques, Paris, 5e.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse de dérivés ω-halogénés et aminés du méthyl-9 tétraméthoxy-2.3.6.7 fluorène.* Note de M. **RAYMOND QUELET** et Mme **ÉLISABETH MATARASSO-TCHIROUKHINE**, présentée par M. Marcel Delépine.

La condensation des acétals diéthyliques substitués $XCH_2—CH(OC_2H_5)_2$ (avec X égal à Cl, Br, NH_2 ou $NH—CH_3$) fournit les dérivés halogénométhylés ou aminométhylés en 9 du tétraméthoxy-2.3.6.7 fluorène. On étudie les propriétés de ces composés et la préparation d'un certain nombre de leurs dérivés.

Le tétraméthoxy-3.4.3'.4' biphényle possède une structure qui le rend particulièrement apte à donner avec les réactifs électrophiles des dérivés disubstitués 6.6' qui se prêtent facilement à des réactions de cyclisation (1).

Cette réactivité remarquable se manifeste vis-à-vis des acétals diéthyliques qui, en présence d'acide sulfurique, donnent lieu à une condensation conduisant, avec des rendements intéressants, à des dérivés du méthyl-9 tétraméthoxy-2.3.6.7 fluorène :



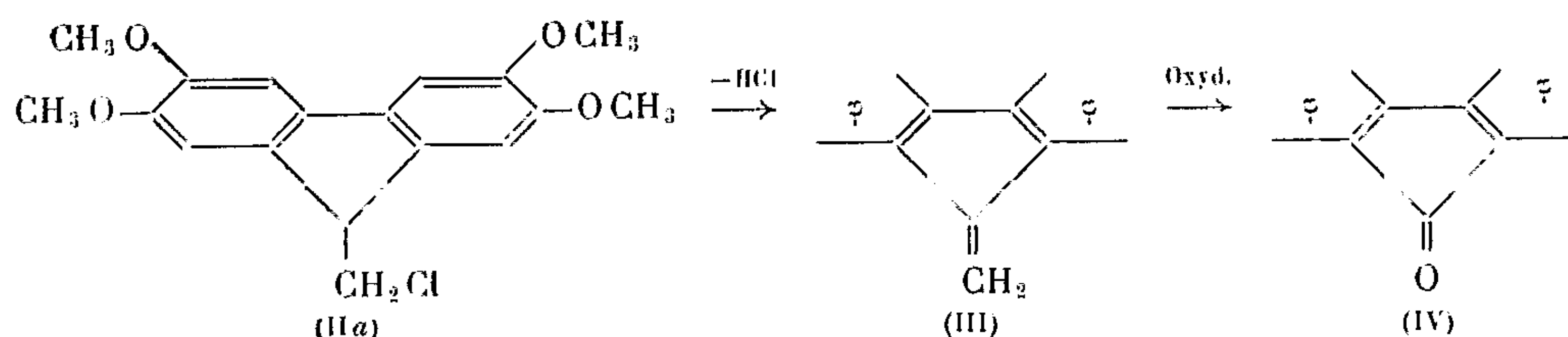
(II*a*) X = Cl, (II*c*) X = NH_2,
(II*b*) X = Br, (II*d*) X = $NH—CH_3$.

Le mode opératoire utilisé pour réaliser ces condensations est le suivant : au tétraméthoxy-3.4.3'.4' biphényle (I) (une partie) en solution dans l'acide acétique cristallisable (4 parties) on ajoute une quantité correspondante (proportions équimoléculaires) d'acétal diéthylique substitué. Dans cette solution agitée et refroidie (0-5°) on coule lentement un mélange froid d'acide acétique (3 parties) et d'un égal volume d'acide sulfurique concentré en réglant la vitesse d'écoulement de façon à pouvoir maintenir la température entre 5 et 10°. L'agitation est maintenue ensuite pendant 2 h et le mélange est abandonné à la température du laboratoire pendant 20 h. On détermine en versant le mélange réactionnel dans un grand excès d'eau glacée et, s'il y a lieu (composé aminé), on neutralise par l'ammoniaque. Le précipité obtenu est lavé, essoré et séché, puis recristallisé dans un solvant approprié.

En utilisant successivement le chloracétal, le bromacétal, l'aminoacétal ([2]) et le N-méthyl aminoacétal nous avons préparé les composés suivants [*(halogénométhyl)*-9 *et* *(aminométhyl)*-9 *tétraméthoxy*-2.3.6.7 *fluorènes*] répondant à la formule II.

			Analyse :						
			calculé %			trouvé %			
Formule développée.	Formule brute.	F (°C).	C.	H.	Cl, Br ou N.	C.	H.	Cl, Br ou N.	Rdt (%).
(II*a*)...........	$C_{18}H_{19}O_4Cl$	206	–	–	10,9	–	–	10,7	80
(II*b*)...........	$C_{18}H_{19}O_4Br$	206	57,00	5,05	–	57,3	5,3	–	80
(II*c*) (base).....	$C_{18}H_{21}O_4N$	215-216	68,55	6,71	–	68,5	6,8	–	65
(II*c*) (picrate)...	$C_{24}H_{24}O_{11}N_4$	275 (déc.)	52,84	4,42	–	52,8	4,6	–	–
(II*d*) (base).....	$C_{19}H_{23}O_4N$	157-158	69,4	7,0	4,29	69,6	6,96	4,25	55
(II*d*) (picrate)...	$C_{25}H_{26}O_{11}N_4$	244-245	–	–	10,02	–	–	9,8	–

Le tétraméthoxy-2.3.6.7 (chlorométhyl)-9 fluorène ainsi que le dérivé bromé correspondant réagissent dès la température ordinaire sur la potasse alcoolique pour donner quantitativement le *tétraméthoxy*-2.3.6.7 *méthylène*-9 *fluorène* (III) ($C_{18}H_{18}O_4$), plaquettes brillantes jaune mimosa (éthanol) F 201°. Ce composé fixe le brome à froid; il s'oxyde facilement sous l'action du permanganate et conduit à la *tétraméthoxy*-2.3.6.7 *fluorénone* (IV) ($C_{17}H_{16}O_5$) cristaux oranges (éthanol) F 203° ([3]).



Nous avons obtenu également le tétraméthoxy dibenzofulvène (III) en effectuant la déshydrohalogénation par chauffage des dérivés halogénométhylés sur pyridine à 115° et par pyrolyse à 200° sous pression réduite. En aucun cas, la création de la liaison éthylénique ne s'accompagne d'une extension de cycle susceptible de conduire à un tétraméthoxyphénanthrène.

Le noyau fluorénique se conserve également au cours de la désamination nitreuse du dérivé aminométhylé II *c* qui, effectuée en milieu chlorhydrique, nous a fourni comme produit principal le composé chlorométhylé II accompagné d'une très faible proportion du tétraméthoxydibenzofulvène III.

Autres dérivés de l'(aminométhyl)-9 tétraméthoxy-2.3.6.7 *fluorène*. — Traitée par le chloroformiate d'éthyle, l'amine primaire II *c* a donné l'uréthane correspondante ou N-*éthoxycarbonyl (aminométhyl)*-9 *tétraméthoxy*-2.3.6.7 *fluorène* ($C_{21}H_{25}O_6N$), prismes incolores (toluène) F 169-170° (Rdt 50 %).

L'action des amines secondaires aliphatiques sur le bromométhyl tétraméthoxyfluorène ne fournit pas les amines tertiaires attendues : elle se traduit par un enlèvement de H Br conduisant au dibenzofulvène III. Par contre, la réaction d'Hofmann s'effectue normalement avec la morpholine en donnant le (*morpholylméthyl*)-9 *tétraméthoxy*-2.3.6.7 *fluorène* ($C_{22}H_{27}O_5N$), aiguilles incolores (benzène) F 214-215° (Rd 80 %).

Comme autre dérivé aminé tertiaire facile à obtenir, il y a lieu de signaler le N-*méthyl* N-*éthylol (aminométhyl)*-9 *tétraméthoxy*-2.3.6.7 *fluorène* ($C_{21}H_{27}O_5N$) aiguilles incolores (méthanol) F 127-128° qui se prépare avec un rendement de 80 % par action de l'oxyde d'éthylène sur le dérivé méthylaminé II *d*.

(1) R. QUELET et Mme E. MATARASSO-TCHIROUKHINE, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 918; Mme E. MATARASSO-TCHIROUKHINE, *Thèse Ingénieur-Docteur*, Paris, 1957.

(2) R. QUELET et coll., *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 29; E. MATARASSO-TCHIROUKHINE, *Thèse Ingénieur-Docteur*, Paris, 1957.

(3) F 203°: P. DREYFUS, *Gazz. Chim. Ital.*, 68, 1938, p. 92-95.

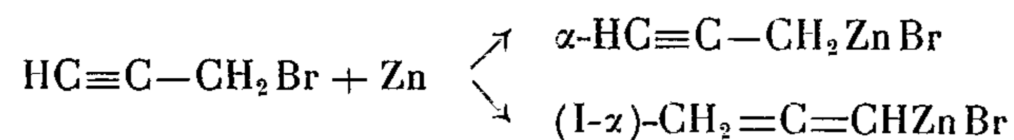
(*Laboratoire de Chimie organique, Faculté des Sciences, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une nouvelle méthode de préparation des organozinciques mixtes.* Note de M. **MARCEL GAUDEMAR**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Les bromures α-acétyléniques, α-éthyléniques et α-phénylés attaquent régulièrement le zinc dans le tétrahydrofuranne pour conduire à des réactifs R—Zn—Br solvatés, parfaitement utilisables en synthèse. La même réaction a lieu à partir de l'iodure d'éthyle ou du bromure d'isopropyle, mais les réactifs obtenus ne semblent pas présenter d'intérêt.

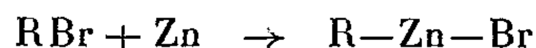
Il est connu depuis longtemps que la préparation des organozinciques mixtes se fait avec un bon rendement à partir du couple zinc-cuivre et des iodures d'alcoyles dans l'acétate d'éthyle. Il nous a paru intéressant de chercher à obtenir des organozinciques mixtes à partir du zinc seul et des bromures, moins onéreux et généralement d'accès plus facile que les iodures.

Les propriétés solvatantes remarquables du tétrahydrofuranne, mises en évidence par H. Normant [1] à propos des magnésiens vinyliques, nous ont incité à faire l'essai de ce solvant. Nous avions déjà signalé [2] que, au sein de ce dernier, le bromure de propargyle attaque le zinc suivant l'équation



$$HC{\equiv}C-CH_2Br + Zn \begin{cases} \nearrow\ \alpha\text{-}HC{\equiv}C-CH_2ZnBr \\ \searrow\ (1\text{-}\alpha)\text{-}CH_2{=}C{=}CHZnBr \end{cases}$$

Mais cette réaction est beaucoup plus générale : dans les mêmes conditions les bromures α-éthyléniques (bromures d'allyle et de crotyle) ainsi que les bromures α-phénylés (bromure de benzyle par exemple) réagissent selon le même schéma. Il y a consommation rigoureuse d'un atome de métal par molécule d'halogénure



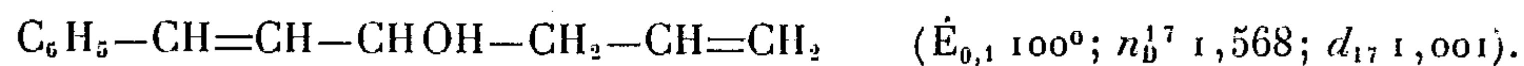
$$RBr + Zn \rightarrow R-Zn-Br$$

La réaction a lieu également dans le mélange tétrahydrofuranne-éther.

Il est curieux de constater que des halogénures, tels que les bromures de benzyle ou de crotyle, extrêmement sensibles à la réaction de doublement sous l'action du magnésium, engendrent aussi facilement, par le zinc et le tétrahydrofuranne, des dérivés organométalliques.

Les organozinciques ainsi obtenus se présentent sous la forme de solutions brunâtres, ne fumant pas à l'air. Ils possèdent les trois caractères fondamentaux des réactifs de Grignard : hydrolyse, carbonatation et réaction avec les composés carbonylés. Ils paraissent toutefois beaucoup moins actifs que les magnésiens correspondants.

Les condensations avec les réactifs carbonylés nécessitent généralement quelques heures de chauffage et les rendements sont variables suivant les cas. Avec l'acétone, par exemple, la cétolisation concurrence fortement la réaction normale; avec les aldéhydes benzoïque ou cinnamique, par contre, les rendements en alcools sont généralement très bons. C'est ainsi que la condensation du bromure d'allyl-zinc avec l'aldéhyde cinnamique permet d'obtenir presque quantitativement le styryl-allyl-carbinol



$$C_6H_5-CH{=}CH-CHOH-CH_2-CH{=}CH_2 \qquad (\acute{E}_{0,1}\ 100^{\circ};\ n_D^{17}\ 1{,}568;\ d_{17}\ 1{,}001).$$

A pression ordinaire le gaz carbonique est sans action sur nos organozinciques. Sous pression, par contre, la carbonatation est facile et

s'arrête au sel zincique mixte. C'est, par exemple, une bonne méthode de préparation de l'acide allyl-formique.

Nous n'avons pas pu obtenir de cétones à partir des halogénures d'acides, ceux-ci ouvrant le tétrahydrofuranne. Nos essais ont été également infructueux avec les anhydrides d'acides : une série d'expériences effectuées entre — 50° et + 20° en présence d'un grand excès d'anhydride, a montré que la réaction était ou nulle, ou totale (formation de l'alcool tertiaire).

Après avoir rapidement passé en revue les propriétés des organozinciques α-acétyléniques, α-éthyléniques et α-phénylés, nous avons cherché à généraliser nos résultats à la série saturée. Dans les mêmes conditions que celles précitées, l'iodure d'éthyle et le bromure d'isopropyle (dans ce dernier cas la réaction est très lente) attaquent le zinc suivant le schéma écrit plus haut. Les réactifs obtenus sont malheureusement extrêmement paresseux et nous n'avons pas réussi à les utiliser en synthèse.

De ces recherches préliminaires il résulte que nos organozinciques solvatés, sans toutefois prétendre remplacer dans tous les cas les organomagnésiens ou les organoaluminiques correspondants, se montrent parfois ort précieux.

(1) H. Normant, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1511.
(2) M. Gaudemar, *Ann. Chim.*, 2, 1956, p. 161.

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Détection des espacements anormaux dans des empilements de particules d'hydroxyde de nickel, ayant adsorbé des ions* CO_3. Note de Mme **Jacqueline Longuet-Escard** et M. **Jacques Mering**, présentée par M. Charles Mauguin.

La détection et la mesure des espacements anormaux créés par l'emprisonnement d'ions CO_3 sont effectuées par l'emploi d'une forme approchée de l'inversion de Fourier de l'ensemble des réflexions (00*l*).

Les ions Cl, adsorbés sur les faces (001) des particules primaires d'hydroxyde de nickel, se trouvent emprisonnés dans les empilements de ces particules; ils créent l'espacement (001) anormal, dont la détection et la mesure ont été décrites dans une Note précédente (1). Les anions Cl peuvent être échangés contre d'autres anions (2), l'échange étant effectué aussi bien à la surface des particules primaires (suspensions diluées), qu'au sein des empilements (substance recueillie par séchage). Le remplacement de Cl par les anions CO_3, particulièrement facile, est intéressant car, après cet échange, la croissance cristalline par fusionnement (1) se trouve arrêtée. La fixation de CO_3 peut se faire de trois manières :

1° en traitant, soit la suspension, soit la substance recueillie par séchage, par une solution de carbonate de sodium;

2° en faisant barboter un courant de gaz carbonique dans la suspension;

3° en précipitant l'hydroxyde par un mélange de soude et de carbonate de sodium.

Dans les deux premiers cas, le stade de croissance des particules peut être choisi à volonté; dans le troisième cas, l'épaisseur des particules primaires est imposée par les conditions de précipitation. Mais dans les trois cas, les réflexions (00*l*) produites par les rayons X sont irrationnelles et présentent un aspect commun, assez différent de celui présenté par les réflexions que donnent les empilements emprisonnant les ions Cl (elles sont notamment plus nombreuses). Les ions CO_3 se trouvent encore emprisonnés entre les faces adjacentes (001) des particules empilées, mais l'espacement anormal qu'ils créent est différent de celui résultant de l'emprisonnement de l'ion Cl.

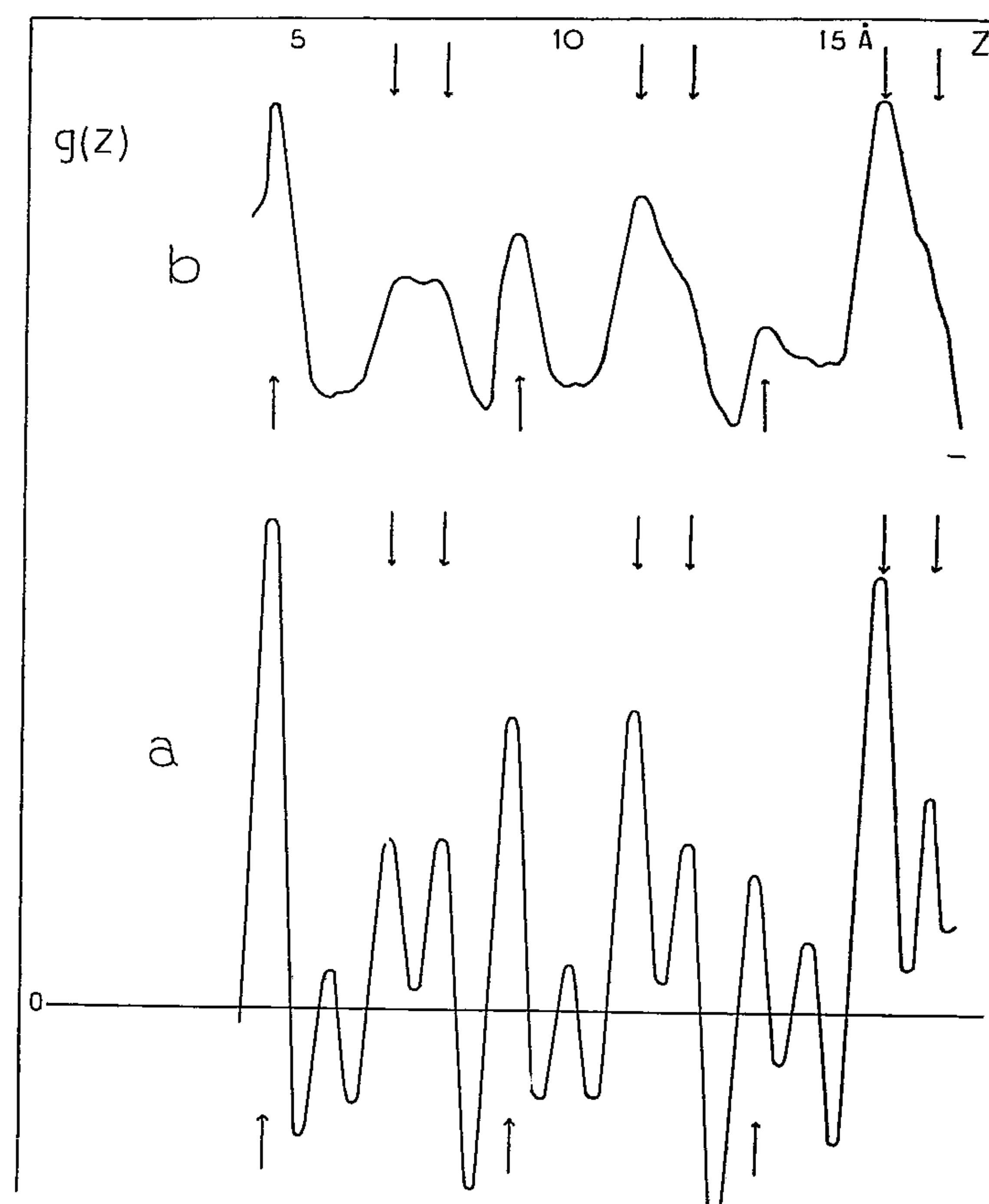
La présente Note a pour objet la détermination de cet espacement anormal, correspondant à l'épaisseur d'encombrement de la couche d'ions CO_3 adsorbés. Comme dans le cas du Cl, c'est la transformée de Fourier $g(z)$ de la fonction d'interférence G (00*l*) qui va fournir ces renseignements. Mais l'intégration de Fourier complète utilisée alors est une opération très longue. Dans la mesure où seule la valeur D de l'espacement anormal nous intéresse, le procédé de calcul peut être simplifié. On peut montrer que le remplacement des pics diffus de G (00*l*) par des pics discrets (distribution δ) de mêmes contenus, ne modifie que la valeur des maxima de $g(z)$, et non leur position, à condition de se borner au domaine des faibles valeurs de z. La distribution $g(z)$ ainsi obtenue renseigne sur la valeur des espacements en présence, mais ne permet pas l'interprétation statistique exposée précédemment ([3]).

Ce procédé se justifie par un gain de temps considérable. La méthode employée ici s'apparente à celle proposée par Mac Ewan ([4]) mais en diffère dans les modalités d'application [emploi de la photométrie continue, construction de la fonction G (00*l*) continue, *avant* son remplacement par les distributions δ].

L'analyse qui va être exposée a été effectuée sur un hydroxyde précipité, à partir de chlorure de nickel, par un mélange contenant 80 % de soude et 20 % de carbonate de sodium. La substance exposée aux rayons X a été orientée par sédimentation, ce qui a permis de photométrer les maxima irrationnels jusqu'à $s_{max} = 1$ Å^{-1}.

La courbe *a* de la figure reproduit la distribution $g(z)$ calculée de cette façon. On remarque encore ([1]) la présence de maxima situés aux valeurs de z multiples entiers de $d_{001} = 4{,}6$ Å, marqués par les flèches inférieures. Ce sont des pics normaux, relatifs aux feuillets de $Ni(OH)_2$ équidistants, à l'intérieur des particules primaires. Comme dans le cas précédent, les pics anormaux sont difficiles à séparer des pics de diffraction introduits

par la limitation du nombre de termes utilisés. Le mode d'élimination de ces derniers, employé précédemment, est cette fois-ci inutilisable en raison du mode de calcul de $g(z)$. On a préféré éliminer les pics de diffraction en réévaluant $g(z)$ d'après G (00l) affecté par un facteur d'atténuation



suffisant (« facteur de température fictif »). La courbe *b* de la figure montre l'effet de cette réévaluation. Tous les pics sont devenus plus diffus, mais les pics de diffraction ont disparu. On voit, par contre, que les deux pics de la courbe *a*, situés respectivement à $z = 6,8$ et $7,8$ Å, subsistent sur la courbe *b* : on peut les accepter comme indices de la présence de deux espacements anormaux. Le plus grand des deux, $D_2 = 7,8$ Å, est sensiblement égal à la somme de l'épaisseur d'encombrement d'un ion CO_3 et de l'épaisseur Van der Waals d'un feuillet Ni $(OH)_2$. L'autre valeur, $D_1 = 6,8$ Å, trop faible pour être la somme des deux encombrements, peut indiquer la présence de couches d'ions CO_3 imbriquées dans les cavités formées par la couche externe des OH d'un feuillet. Les deux espacements anormaux détectés conduisent à une constatation unique : les ions CO_3 emprisonnés forment *une* couche ionique entre les deux

faces adjacentes, contrairement à ce qu'on avait observé avec les ions Cl adsorbés sur chacune des deux faces, qui se groupent en *deux* couches après leur emprisonnement. Le comportement des anions Cl pourrait s'expliquer par leur tendance à se grouper octaédriquement autour des cations Ni de surface. L'ensemble des pics anormaux sont marqués par les flèches supérieures. On voit que les autres maxima anormaux se situent encore à des distances D_1 ou D_2, majorés de multiples entiers de $d_{001} = 4,6$ Å. Cette distribution indique toujours que chacun des intervalles d'espacement anormal est isolé dans l'empilement.

Nous pensons avoir montré l'utilité d'une inversion de Fourier abrégée pour l'identification des espacements présents dans les systèmes produisant des réflexions irrationnelles des rayons X. Nous pouvons ajouter la remarque suivante : dans le corps étudié, la première réflexion irrationnelle observée conduirait, par application de la loi de Bragg, à une équidistance de 17 Å. Rien dans notre analyse ne décèle la présence d'un tel espacement. Il convient donc de se garder de donner une interprétation hâtive aux « équidistances observées » dans le cas des corps ne produisant pas l'ensemble des réflexions rationnelles d'un cristal tridimensionnel.

(1) J. Longuet-Escard et J. Mering, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 440.
(2) O. Bagno, *Thèse*, Paris, 1957.
(3) J. Longuet-Escard et J. Mering, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 790.
(4) D. M. C. Mac Ewan, *Kolloïd Z.*, 149, 1956, p. 96.

(*Laboratoire central des Services chimiques de l'État.*)

GÉOLOGIE. — *Note préliminaire sur les « calcaires à Alvéolines et Nummulites » du versant Sud des Pyrénées.* Note (*) de M. **Jean-Philippe Mangin**, présentée par M. Charles Jacob.

Il est traditionnel de représenter l'Éocène moyen du versant Sud des Pyrénées par des « calcaires à Alvéolines et Nummulites », terme hospitalier groupant des niveaux allant de l' « Ypréso-Lutétien inférieur » au Lutétien supérieur. Ce schéma, trop simpliste, n'est valable que pour la zone orientale de la chaîne où il est d'ailleurs démenti en de nombreux points par les travaux récents des géologues espagnols (Almela et Rios, 1953). Pour la zone occidentale, la réalité est également différente : ici, du méridien de Burgos à celui du Mont-Perdu, il existe deux niveaux calcaires à Alvéolines. Leur mode de sédimentation, leur répartition dans le temps et dans l'espace fournissent des points fort intéressants de la géologie pyrénéenne.

A. La première unité de calcaire à Alvéolines revient aux étages

Thanétien et Cuisien. Elle affleure surtout à l'Ouest de la zone étudiée, par exemple dans les bassins de Villarcayo et Miranda (Burgos).

Succédant à un Crétacé terminal de type très néritique, voire continental, les premiers horizons de l'Éocène inférieur sont représentés par des dolomies, puis des calcaires à algues. Suivent les calcaires à Alvéolines, blancs, purs, d'origine exclusivement thalassogène. En association avec d'autres Foraminifères benthiques dont il sera question plus loin, les Alvéolines forment la majorité de la faune jusqu'à composer parfois l'essentiel de la roche. Ce niveau se termine avec l'apparition d'un important apport de quartz, en débris et en dragées, qui finit par saturer la roche calcaire et forme, au-dessus d'elle, un horizon gréseux. Les Alvéolines, contenues dans ces calcaires gréseux et ces grès, sont nettement remaniées. Les niveaux marins font alors place à une épaisse série continentale. Cette succession rappelle celle du versant méridional de la Montagne Noire.

Là où ils existent, les étages Thanétien et Cuisien ne se présentent sous le faciès « calcaire à Alvéolines » que dans les zones où le Crétacé terminal et la base de l'Éocène inférieur sont représentés par des dépôts continentaux ou épicontinentaux. Partout ailleurs, comme en Haute-Navarre ou en Huesca, dans des zones où la sédimentation a été continue, sur un fond subsident, l'Éocène inférieur est marneux dans sa totalité, dès le Crétacé supérieur, avec des Foraminifères pélagiques caractéristiques (Truncorotalidés, Globigérinidés, etc.) et il n'est coupé que de rares bancs de calcaires marneux *sans Alvéolines*. Dans de tels faciès, les Alvéolines n'apparaissent que *remaniées* et *aux abords mêmes de leur formation calcaire d'origine.*

L'idée s'impose donc de l'adaptation étroite du genre *Alveolina* à un biotope très particulier; tout se passe comme si le genre ne proliférait qu'*en eau chaude, très peu profonde*, parfois après une préparation physico-chimique due aux calcaires à algues (Termier, 1952), c'est-à-dire dans un *biotope de caractère récifal. Les Alvéolines, qui ont contribué par leur masse ou leur mode de vie à élaborer une formation calcaire, s'assimilent donc, au sens large naturellement, à des organismes constructeurs.*

B. Cette situation se répète en ce qui concerne la deuxième unité calcaire qui, elle, est lutétienne et se trouve répartie dans le domaine des « sierras sous-pyrénéennes » (homologue des Petites Pyrénées) de même que celui de la zone axiale dans les environs de Jaca ou du Mont-Perdu. Elle ne se superpose que très rarement à la précédente, parfois par l'intermédiaire d'une interruption de sédimentation. Ici, *c'est sur le faciès continental du Garumnien que se déposent les calcaires à Alvéolines.* Le Garumnien représenté par des argiles rutilantes, coupées d'horizons de calcaires lacustres, passe latéralement, en dehors des hauts fonds, à des faciès marins représentant le Maestrichtien et l'Éocène inférieur tout entier. Ces calcaires

à Alvéolines, donc lutétiens, comportant des Nummulites déjà de grande taille, sont également thalassogènes, parfois légèrement chargés en matière organique. Ils se terminent par une surface durcie ou sont recouverts d'une importante assise de marnes bleues de l'Éocène supérieur.

Dans les deux cas, surtout dans le premier, l'analogie avec un biotope de caractère récifal est évidente. L'épaisseur très variable de ces formations calcaires, qui affectent souvent l'allure de lentilles, leur répartition exclusive sur des hauts fonds ou des terres récemment inondées, ou encore succédant à des biotopes à algues, l'absence presque complète, dans ces formations, de faune typiquement pélagique, la fin assez brutale de ces « colonies » par un apport soudain de matériel terrigène sont des caractères communs avec les récifs de polypiers. Au reste, j'ai fréquemment constaté des passages latéraux entre l'une et l'autre formation (région au Sud de Vitoria, plateau d'Urbasa, etc.).

Alveolina paraît donc être surtout un fossile de faciès; cependant, au sein même de ce faciès, il est possible de tracer les grandes lignes d'une stratigraphie qui sera suffisante pour paralléliser entre elles les formations identiques, mais malheureusement inutilisable dans les autres terrains. L'extrême rareté, en un tel milieu, des Foraminifères pélagiques caractéristiques m'a longtemps gêné pour l'établissement de corrélations avec les faciès voisins. Quelques espèces de Nummulites apparaissent parfois, mais il s'avère de plus en plus que la valeur stratigraphique précise de ce fossile laisse beaucoup à désirer. C'est pourquoi je l'ai systématiquement écarté de cette brève étude.

Ces réserves faites, il semble que puisse s'appliquer, dans ce domaine pyrénéen, et pour le faciès considéré, l'excellente échelle publiée en 1937 par M. Reichel en répétant que, en pareil cas, la création de multiples horizons, fondés sur une abondance d'espèces, s'inscrit surtout dans le cadre des recherches de Paléontologie pure et n'est d'aucun secours pour le stratigraphe de terrain.

A l'échelle proposée par M. Reichel, je n'ajouterai que les deux ensembles de précisions suivantes :

1° Certains Foraminifères, généralement de grande taille, accompagnent les principales espèces d'Alvéolines et doublent leur valeur stratigraphique pour le milieu donné :

a. Au Thanétien, avec le groupe à *A. ovulum* Stache se présente souvent *Fallotella alavensis* Mangin qui marque la partie supérieure de l'étage;

b. Vers le milieu du Cuisien apparaît avec *A. oblonga* d'Orb. et ses satellites flosculinisés *Opertorbitolites douvillei* Nuttall. A la fin de cet étage, les calcaires à Alvéolines sont mis en émersion et le terme de passage avec les espèces lutétiennes d'*Orbitolites s. s.* manque;

c. Au Lutétien, accompagnant les formes allongées du groupe *A. elongata*

d'Orb., deux Foraminifères signalent le milieu de l'étage : *Orbitolites complanatus* Lamarck et *Fabiania* cf. *F. cubensis* Cushman et Bermudez. Dans la zone étudiée, je n'ai jamais rencontré de formations calcaires à Alvéolines après le Lutétien, dans lequel paraît se terminer le genre *Alveolina* avec *A. gigantea* Checchia.

2° L'espèce *Alveolina subpyreneica* Leymerie qui, ici, ne se trouve que rarement en compagnie de *A. oblonga* dans les calcaires cuisiens, se rencontre au contraire fréquemment à la base du niveau lutétien avec les premières formes allongées du groupe *A. elongata*.

Comme les deux masses calcaires se succèdent dans le temps et aussi dans l'espace à cause de l'avancée vers le Sud et l'Est de la mer transgressive lutétienne, l'hypothèse n'est pas exclue d'un passage, dont les termes ne sont pas visibles ici, entre *A. oblonga* et *A. subpyreneica.*

En résumé, dans le domaine occidental du Nummulitique Sud-pyrénéen, les Alvéolines ne se présentent qu'en faciès calcaire de caractère subrécifal, en des points où la structure amène des hauts fonds et ne se trouvent qu'à l'état remanié dans les faciès latéraux. Si leur valeur stratigraphique n'est donc que relative, elles constituent, dans la région étudiée, de précieux indices d'une émersion prochaine ou jalonnent les lignes de hauts fonds à un moment donné, précisant ainsi la paléogéographie. Une étude plus poussée de ces paléobiotopes sera donnée ultérieurement.

(*) Séance du 17 février 1958.

PALÉONTOLOGIE. — *Sur les Dinosauriens du « Continental intercalaire » du Sahara central.* Note (*) de M. **Albert F. de Lapparent**, présentée par M. Jean Piveteau.

Neuf genres de Dinosauriens sont reconnus dans le « Continental intercalaire » du Sahara central : quatre Théropodes carnivores, trois Sauropodes herbivores, un Ornithopode et un Stégosaurien. Ils proviennent de 29 gisements, groupés de part et d'autre du massif du Hoggar. Leur âge se rapporte au Crétacé inférieur et au Cénomanien inférieur.

Antérieurement à nos recherches, des restes fragmentaires de Dinosauriens avaient été signalés en cinq points du Sahara central. Ce sont, par ordre de date : d'une part, Foureau (1904) dans le Djoua et Chudeau (1907) à Marandet au Niger; d'autre part, Depéret et Savornin (1925) à Timimoun, la mission Augiéras (Bourcart et Keller, 1929) au Tilemsi et Pérébaskine (1933) au Soudan. Bien que ces points soient dispersés sur une étendue d'environ deux millions de kilomètres carrés, on remarque qu'ils ne sont pas répartis au hasard. Deux se trouvent au Nord du massif du

Hoggar, dans une zone argilo-gréseuse qui ceinture les hammadas du Tademaït et du Tinrhert; trois autres sont au Sud du Hoggar, dans une bande de même nature, qui borde aussi une falaise de Crétacé supérieur marin.

C'est à partir de ces indices que nous avons commencé en 1946, à l'instigation de M. N. Menchikoff, la recherche des gisements de Dinosauriens dans le Continental intercalaire du Sahara central. Nous entendons par là une vaste région désertique comprise entre le méridien 0° et le 14e degré de longitude Est et s'étendant du Nord au Sud sur 2 000 km entre la flexure saharienne et le 16e parallèle. Nous pensons le moment venu de faire connaître de manière synthétique les gisements prospectés et les espèces de Dinosauriens que nous avons pu déterminer, à la suite de sept missions paléontologiques sahariennes qui furent vraiment fructueuses. Mais nous devons aussi des pièces intéressantes à diverses personnes qui se sont intéressées aux Reptiles fossiles : en particulier, à MM. L. Archier, H. Faure, J. Hugot, J. Ph. Lefranc, M. Mareschal, F. Nougarède et Orengo.

Les gisements. — Vingt-neuf localités, ou groupes de localités fossilifères, sont maintenant connues au Sahara central. Elles se répartissent en trois régions, correspondant aux principaux affleurements de Continental intercalaire :

— la falaise du Dahar, dans l'extrême Sud tunisien et la Tripolitaine, de Guermessa à Rémada et jusqu'à Giado;

— la zone Gourara-Touat-Tidikelt-Djoua, de Timimoun à Alrhar, en passant par Aoulef, Fort Flatters et In Akhamil;

— le Sahara soudanais et nigérien, comportant douze localités fossilifères entre Ibelrane et Agadès, encadrées par un gisement à l'Est de l'Aïr et deux à l'Ouest des Iforas.

L'âge des couches à Dinosauriens est crétacé inférieur et cénomanien inférieur. Il est établi par leur position stratigraphique. Au Dahar, en effet, ces couches sont comprises entre du Jurassique supérieur marin et du Cénomanien supérieur marin. Sur la coupe Ohanet-Bourarhet, elles forment la partie supérieure d'un complexe continental, dont la partie inférieure a livré récemment des Stégocéphales du Trias (Lehman, 1957) et la partie moyenne des *Weichselia* permettant d'y voir probablement du Jurassique (Boureau, Claracq et Nougarède, 1957). Partout ailleurs elles sont discordantes sur le Paléozoïque et toujours sous-jacentes au Cénomanien supérieur à *Neolobites.*

Les Dinosauriens. — Les Sauripelviens théropodes et sauropodes sont les plus abondants, mais l'existence d'Avipelviens est prouvée par des indices sûrs.

THÉROPODES. — Les Carnosauriens, puissants carnassiers armés de dents en lame de sabre, ne sont pas rares. *Carcharodontodaurus saharicus*

(Depéret), de la famille des Tyrannosauridés, est abondant à Timimoun (Gourara) et surtout à In Abangarit (Niger) où l'on a récolté au moins 140 dents, mesurant jusqu'à 125 mm de long. *Baharijasaurus ingens* Stromer, aux vertèbres plus ramassées, a surtout été trouvé au Mont Iguallala (Niger). Un troisième, indéterminé, provient d'In Abangarit et ses vertèbres sont semblables à des vertèbres caudales de Baharija figurées par Stromer (1934), mais non déterminées.

Les Cœlurosauriens, animaux légers, aux os grêles et creux, sont, bien que très fragiles, représentés en plusieurs localités par une nouvelle espèce du genre *Elaphrosaurus* Janensch. On en connaît des os longs et des dents finement crénelées, dans l'Extrême-Sud tunisien et au Niger où le gisement d'Ebrechko a fourni à lui seul 31 dents.

Sauropodes. — Ces lourds herbivores, aux quatre membres en colonne, sont les Dinosauriens les plus fréquents au Sahara central.

Nous rapportons à la famille des Camarasauridés un animal qui pouvait avoir 20 m de long. Il est caractérisé par : des dents en spatule élargie; des vertèbres dorsales très développées en hauteur, la neurapophyse atteignant 1 m; des caudales postérieures très allongées; une omoplate en forme de raquette; un membre antérieur aussi long (2,60 m) que le membre postérieur; d'énormes griffes aux pattes. Il s'agit sans doute du genre *Rebbachisaurus* Lavocat; mais nous pensons que la plupart de nos pièces se rapportent à une espèce distincte de celle décrite par cet auteur dans le Sud marocain. On notera que la riche localité d'In Gall au Niger renferme des membres complets d'un même individu, circonstance particulièrement favorable pour l'étude paléontologique.

La famille des Astrodontidés, curieux et rares petits Sauropodes, se manifeste à In Gall par des vertèbres tout à fait caractéristiques et des portions de métatarsiens, qui se rapportent au genre *Astrodon*.

La famille des Titanosauridés est représentée, surtout au Mont Iguallala, par de nombreuses vertèbres et quelques os longs attribuables à *Ægyptosaurus baharijensis* Stromer.

Ornithopodes. — La présence d'un *Iguanodon* en Afrique est un fait unique. Elle est prouvée par une dent tout à fait typique de *Iguanodon mantelli* Meyer, que nous avons récoltée à la gara Kanboute près Rémada, et comparée ensuite avec les exemplaires du British Museum.

Stégosauriens. — L'existence de Dinosauriens à armure, de la famille des Acanthopholidés, paraît certaine, bien que reposant seulement sur deux pièces du Niger : une petite plaque dermique dissymétrique et une petite épine conique.

Les Dinosauriens que nous venons de citer fournissent eux-mêmes un argument paléontologique pour dater du Crétacé inférieur et moyen les

couches qui les ont livrés, comme le met en évidence la simple énumération suivante :

la famille des Tyrannosauridés est crétacée; le type de *Baharijasaurus*, qui rappelle d'ailleurs *Dryptosaurus* du Crétacé inférieur d'Amérique, provient de couches immédiatement sous-jacentes au Cénomanien supérieur; le genre *Rebbachisaurus* a été déterminé dans des couches du Sud marocain directement subordonnées au Cénomano-turonien; les Titanosauridés sont des Sauropodes crétacés; *Astrodon* est connu du Jurassique supérieur et du Wealdien; *Iguanodon* est exclusivement du Crétacé inférieur; la famille des Acanthopholidés est uniquement crétacée.

Cette indication stratigraphique due aux Vertébrés concorde avec celle fournie par les Invertébrés, puisque, dans les couches à Dinosauriens du Sahara central, Mlle D. Mongin (1954) a pu déterminer treize espèces d'*Unio* et de Cyrènes, qui sont du Wealdien ou du Cénomanien.

Conclusion. — Une première prospection du Sahara central nous fait donc connaître neuf genres de Dinosauriens, provenant d'une trentaine de gisements répartis de part et d'autre du Tropique du Cancer. Or on ne connaît pour l'instant, dans le reste des immensités sahariennes, que deux autres gisements de Dinosauriens : Baharija au Sahara oriental, étudié par Stromer et les Kem Kem au Sahara occidental, découvert par R. Lavocat. On peut penser qu'une prospection plus détaillée, profitant des moyens modernes qui facilitent tellement la pénétration du Grand Désert, doit normalement faire espérer des découvertes complémentaires.

(*) Séance du 20 janvier 1958.

(*Laboratoire de Géologie de l'Institut catholique, Paris.*)

PALÉONTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Des synonymies en Paléobotanique.*

Note de Mlle **Jeanne Doubinger**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les empreintes végétales provenant du Stéphanien et de l'Autunien d'Allemagne (Saxe, Thuringe, Harz), ainsi que des récoltes sur les gisements, m'ont permis d'établir d'intéressantes comparaisons avec les flores de même âge du Massif Central français. Il en ressort que, suivant les régions, les mêmes noms servent souvent à désigner des fossiles très différents. De plus, une multiplication des vocables résulte, tant de l'impossibilité pratique de se référer aux pièces originales, que de l'interprétation d'une figuration souvent déficiente. Certaines espèces sont devenues, de ce fait, tellement imprécises qu'il est difficile d'y retrouver les critères correspondant aux diagnoses originales.

Ces observations appellent plus particulièrement la révision des espèces suivantes :

1° *Odontopteris subcrenulata* Rost désigne des empreintes correspondant au moins à deux espèces différentes :

a. Les unes, conformes à la diagnose originale de *O. subcrenulata* Rost (1839) et aux figures de Germar (1844), du Stéphanien supérieur de Wettin, existent aussi dans le Massif Central français (Stéphanien moyen et supérieur);

b. Les autres se séparent des précédentes par le développement considérable de la pinnule terminale de leurs pennes secondaires, dont les pinnules normales, non contiguës, sont parcourues par des nervures égales et parallèles. Elles répondent à la diagnose de *Odontopteris* (*Neuropteris*) *lingulata* Goepp. (1846) et se cantonnent dans l'Autunien de Sarre et de Thuringe. Leur présence en France reste douteuse et leur identification par H. Potonié dans le Westphalien C du Bassin sarro-lorrain a été infirmée par P. Bertrand ([1]).

2° *Odontopteris dufrenoyi* Brong. doit également être scindée en deux espèces :

a. *O. dufrenoyi* Brong. Le type de l'espèce, de l'Autunien de Lodève, a été décrit et figuré par Brongniart (1845); j'en ai publié plusieurs photographies de détail ([2]). Cette forme se retrouve aussi dans l'Autunien de Thuringe, à Autun et dans le Stéphanien supérieur de Decazeville.

b. *Neuropteris auriculata* Brong. a des pinnules parcourues par un faisceau de nervures qui rappelle *O. dufrenoyi*, tandis que leur insertion est toujours neuroptéridienne. Le type de l'espèce provient du Stéphanien moyen de Saint-Étienne où elle est assez fréquente. Sa présence en Allemagne demeure par contre douteuse.

Ces deux espèces avaient été confondues par Zeiller (1906).

3° *Odontopteris osmundæformis* Schloth. (= *O. schlotheimi* Brong.) abonde dans l'Autunien de Manebach (Thuringe), d'où provient le type de l'espèce. Il faut en séparer les frondes les plus opulentes et moins divisées que nous avions rapportées à *O. osmundæformis* et provenant du Stéphanien supérieur de Saint-Étienne ([2]). Malgré des affinités indéniables avec cette forme, elles représentent une espèce distincte, comme l'indique du reste la détermination inédite de P. Bertrand : *O. pseudo-schlotheimi*.

4° *Tæniopteris jejunata* Gd. Eu. comprendrait également deux espèces :

a. *T. jejunata* Gd. Eu. fréquent dans tous les gisements stéphaniens français est aussi représenté en Allemagne, à Ilfeld (Harz) où W. Remy en a décrit récemment les fructifications ([3]).

b. *T. plauensis* Sterz. (du Stéphanien de Plauen, région de Dresde) avait été réuni à *T. jejunata* par W. Remy. L'espèce serait assez largement représentée dans les dépôts du Stéphanien supérieur et de l'Autunien

inférieur français. Nous avions d'abord attribué ces empreintes à une petite forme de *T. multinervis* Weiss ([3]) dont elles se rapprochent par l'irrégularité et la densité de la nervation.

5° *Sphenophyllum verticillatum* Schloth. Cette espèce est originaire du Stéphanien supérieur de Wettin où elle est assez commune. On la connaît aussi en Sarre, dans l'assise de Breintenbach. Elle est, par contre, inconnue ou très rare dans tout le Massif Central français, où son nom a souvent servi à désigner à tort des empreintes représentant en réalité la petite forme de *Sph. thoni* Mahr. Les folioles qui lui ont été attribuées par Zeiller dans le Gard ([4]) s'écartent sensiblement de l'espèce de Wettin par leur contour ovale et allongé. Il s'agit d'une forme, signalée aussi dans divers gisements stéphaniens de l'Aveyron, qui fera l'objet d'une description ultérieure.

6° *Pecopteris* (*Alethopteris*) *subelegans* Franke, n'a été récolté jusqu'à présent qu'en Thuringe (Autunien) d'où provient la forme-type, ainsi qu'à Wettin. Ce n'est ni un *Alethopteris*, ni un *Callipteridium*, mais un *Pecopteris* voisin de *P. polymorpha* Brong. et de *P. wongi* Halle, dont il se rapproche par sa nervation. Il s'en distingue essentiellement par la décurrence très marquée de ses pinnules. Des empreintes de l'Autunien de Millery (Autun) attribuées d'abord à *P. polymorpha*, doivent être rapportées à *P. subelegans*.

Il convient de souligner que les espèces ainsi délimitées proviennent pour la plupart d'horizons stratigraphiques différents. Par suite, *O. subcrenulata*, *O. lingulata*, *O. dufrenoyi*, *T. plauensis*, *P. subelegans* acquièrent ainsi une signification stratigraphique précise dans la série autuno-stéphanienne, alors que *O. osmundæformis*, *O. pseudo-schlotheimi*, *N. auriculata*, *Sph. verticillatum* prennent un caractère régional très accusé.

Si le polymorphisme des frondes de Fougères et de Ptéridospermées peut justifier la fusion de certaines espèces, il importe, pour d'autres, de retracer, en les resserrant, les limites de leurs variations morphologiques, d'autant plus que l'observation des fougères actuelles montre que cette variabilité s'inscrit dans un cadre relativement étroit. Tout en évitant le retour à une multiplication abusive des espèces qui ne feraient qu'encombrer inutilement nos listes de fossiles, il convient, afin d'éviter les confusions risquant de fausser à la base toute tentative de corrélation stratigraphique à distance, de s'en tenir rigoureusement aux caractères fixés dans les diagnoses originales.

([1]) *Bassin houiller de la Sarre et de la Lorraine : Flore fossile;* 2e fasc. *Neuroptéridées*, 1932.

([2]) *Mém. Soc. géol. Fr.*, nouv. série, 35, n° 75, 1956.

([3]) *Abh. deutsch. Akad. Wissensch.*, Berlin, H. 1, 1952.

([4]) *Bull. Soc. géol. Fr.*, 3e série, 13, 1885, p. 140, *pl.* VIII, *fig.* 4 et 4 *a*.

(*Laboratoire de Géologie de l'Institut catholique de Toulouse.*)

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Étude statistique des crochets magnétiques à Tamanrasset.* Note de Mme **Françoise Duclaux** et M. **Bernard Leprêtre**, présentée par M. Charles Maurain.

Étude statistique des crochets relevés à Tamanrasset. Variations séculaire, annuelle et diurne. Crochets de nuit et applicabilité de la loi de Mac Nish. Amplitudes. Étude de phénomènes particuliers appelés « faux crochets ». Leurs variations. Analogie des amplitudes. Examen des durées du phénomène et du sens du vecteur perturbation. Analyse de deux cas.

1. On a recherché sur les magnétogrammes La Cour de la période s'étendant du 1er janvier 1949 au 1er juillet 1957 l'existence ou l'absence des crochets (s. f. e.) dont la liste est donnée dans le Bulletin n° 12 de l'Association Internationale de Géomagnétisme et d'Aéronomie (Bulletin définitif jusqu'au 1er janvier 1956, Bulletin provisoire ensuite). On a étudié séparément les crochets « sûrs » et « douteux » jusqu'au 1er janvier 1956 et l'ensemble de tous les crochets pour la totalité de la période.

Le travail porte sur la composante horizontale, sur laquelle le phénomène est le plus marqué à Tamanrasset. Pour chaque crochet on a relevé l'heure du début, l'amplitude et le signe. La lenteur du déroulement (14 mm/h) n'a pas permis de détermination de durée avec une précision suffisante.

Le nombre total de crochets relevés est 225; il correspond à 33 % de l'ensemble des crochets publiés (qu'ils soient sûrs ou douteux). La répartition d'année en année suit l'activité solaire (nombre relatif R) sans qu'il y ait parallélisme net entre les deux phénomènes. On constate un minimum hivernal net (en moyenne 20 % du total); le maximum équinoxial, s'il existe, est peu marqué. La répartition diurne présente un maximum diurne très étalé entre 9 et 16 h (70 % du total en moyenne) et il y a plus de crochets après 12 h qu'avant 11 h (rapport moyen : 1,6). Si l'on convient que la nuit correspond aux heures pendant lesquelles la couche D (altitude 70 km) n'est plus éclairée par le soleil, on reconnaît l'existence de crochets nocturnes (7 à 10 % du total). Si l'on admet que la variation diurne est l'écart entre la valeur instantanée de l'élément et la moyenne des valeurs de cet élément à 0 et 24 h, on constate qu'à Tamanrasset la variation diurne de H est en moyenne positive avant 16 h, négative ensuite. Un crochet positif correspond par définition à un ΔH positif, un crochet négatif au sens contraire. On a fait le rapport du nombre de crochets de chaque signe relevés après et avant 16 h. Que les crochets soient sûrs ou douteux, ces rapports sont toujours inférieurs à l'unité, ne variant que du simple au double en passant des crochets positifs aux négatifs. La loi de Mac Nish n'est donc pas vérifiée statistiquement. Elle est mieux vérifiée si l'on prend comme variation diurne l'écart entre

la valeur instantanée et la moyenne diurne. Les rapports précédents, limités aux crochets sûrs, sont alors de 0,4 et 1,25. Mais il ne semble pas que cette interprétation de la variation diurne soit celle qui soit généralement adoptée. L'amplitude maximum des crochets est de 38 γ. Sa répartition en fréquences marque un maximum net aux environs de 7 γ (50 % des cas) et un maximum secondaire correspondant aux très faibles amplitudes.

2. On était en droit de se demander si le pourcentage relativement élevé de crochets n'obéissant pas aux lois généralement admises (crochets nocturnes, positifs après 16 h, négatifs avant) n'était pas dû à des erreurs d'interprétation. Pour tenter d'élucider cette question, on a repris le dépouillement des magnétogrammes La Cour et fait une statistique des phénomènes dont l'interprétation comme crochets eût été possible. Ceux-ci ont été nommés « faux crochets », étant bien entendu que « faux » a ici un sens particulier et que l'ensemble peut contenir de véritables s. f. e. non reconnus ailleurs. Le phénomène n'a été retenu que lorsqu'il lui correspondait une allure bien définie de l'enregistrement correspondant du variomètre électromagnétique Grenet de la station. Ce critère est le suivant : la courbe du variomètre doit présenter, au moins sur une des deux composantes $d\mathrm{H}/dt$ ou $d\mathrm{D}/dt$ (en grande majorité $d\mathrm{H}/dt$) une inflexion lente s'écartant progressivement du zéro et y revenant symétriquement. L'allure étant pseudo périodique, la courbe représente bien la variation de la vitesse d'évolution de l'élément et, compte tenu de la sensibilité de l'appareil, on peut admettre que ce mouvement n'est appréciable que si la vitesse dépasse 1,25γ /mn (0,5 mm sur l'enregistrement). On a donc là un phénomène typique, limité par un seuil inférieur de sensibilité.

On a étudié les années 1950, 1955 et 1956 (activité solaire moyenne, très faible et élevée), pendant l'ensemble desquelles 344 faux crochets ont été retenus. Le nombre annuel ne suit pas l'activité solaire; il y a chaque année un grand nombre de faux crochets des deux signes, mais le rapport du nombre d'éléments de chaque signe est variable d'année en année et cette variation n'a pu être reliée à aucun phénomène. La répartition annuelle est peu significative; elle montre cependant une certaine tendance à un minimum équinoxial et un maximum estival. La répartition diurne fléchit au lever du soleil et reste sensiblement uniforme dans le reste de la journée; ce fléchissement est vraisemblablement dû à l'agitation du matin, qui peut masquer le phénomène. La fréquence des faux crochets est plus grande après 12 h qu'avant 11 h (rapport 1,9), propriété de même sens, mais plus accentuée que pour les crochets. L'amplitude maximum est de 40 γ. La répartition en fréquences des amplitudes montre, comme les crochets, un maximum très net aux environs de 7 γ (75 % des cas); l'accumulation des petites amplitudes ne se retrouve pas et il y a plus

de faux crochets d'amplitude supérieure à 7 γ que de faux crochets moins intenses, principalement avant 9 h et après 15 h.

La durée d'accroissement de H (en valeur absolue) a été mesurée sur l'enregistrement du variomètre Grenet par le temps qui sépare le début et la fin de l'inflexion. La courbe des fréquences indique un maximum net vers 5 mn et un maximum secondaire vers 8,5 mn. Une étude plus détaillée montre que le phénomène est d'autant plus long à s'établir qu'il met plus de temps à disparaître. L'amplitude semble n'avoir aucune relation avec la durée.

L'étude de la variation de D, rarement mesurable, permet de déterminer son signe et, par suite, la direction du vecteur perturbation qui, D variant peu, reste proche du méridien magnétique. Sur 94 cas étudiés, 89 vecteurs sont situés dans les quadrants Nord-Ouest et Sud-Est, avec prédominance du Sud-Est (70 %). Ceci correspondrait dans l'ionosphère à un courant orienté sensiblement Ouest-Sud-Ouest-Est-Nord-Est, dirigé dans 70% des cas vers l'Ouest. Dans deux cas, une analyse complète a permis de reconstituer le vecteur perturbation : ΔH et ΔD sont obtenus par intégration de la courbe dérivée, ce qui permet, le déroulement étant rapide (15 mm/mn) une analyse plus fine; ΔZ est obtenu par examen direct du magnétogramme La Cour. On obtient un vecteur qui s'écarte peu du méridien magnétique et du plan horizontal (30 et 17°) et dont l'intensité présente une forme continue de courbe de saturation.

Une étude plus approfondie doit permettre d'éclairer la genèse des faux crochets. Leur existence et leurs propriétés statistiques voisines de celles des crochets peuvent probablement être rendues responsables, dans une certaine mesure, des erreurs d'interprétation admises dans la première partie du travail.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur la fluctuation des échos de précipitation.* Note de M. **Roger Lhermitte**, présentée par M. Pierre Lejay.

Les périodes des fluctuations des échos provenant de précipitation que'on observe avec un radar à faisceau vertical fixe se révèlent très différentes selon la nature des particules qui sont à l'origine de ces échos. Ces différences qui sont mises en évidence par l'emploi d'une méthode d'enregistrement photographique sont suffisamment nettes pour permettre l'identification de ces particules.

Lorsqu'on observe, sur l'indicateur amplitude-distance d'un radar centimétrique, des échos de précipitations, on constate que l'amplitude de ces échos n'est pas constante au cours du temps mais présente au contraire des fluctuations importantes autour d'une valeur moyenne. Ce phénomène est bien connu et ces fluctuations ont fait l'objet de théories

qui se rapportent à des particules orientées au hasard. Ces théories conduisent, d'une part, à exprimer la fréquence d'apparition d'une certaine puissance instantanée de l'écho et, d'autre part, à traduire ces variations par le calcul de la fonction d'autocorrélation du signal fluctuant dont on peut déduire le spectre de fluctuation.

La confirmation expérimentale de ces théories qui exige des calculs longs et d'une interprétation difficile, n'a été entreprise que pour un très petit nombre de cas, et n'a pas donné lieu à des résultats substantiels.

Il n'est pas douteux que le phénomène est causé par les déplacements relatifs des particules qui sont à l'origine des échos; il est donc modifié par la nature et la forme de celles-ci. Les fluctuations contiennent ainsi une information sur ces éléments qui pourrait conduire à l'identification de ces particules dans les cas nombreux où l'aspect général des échos et leur intensité ne permettent pas de la faire.

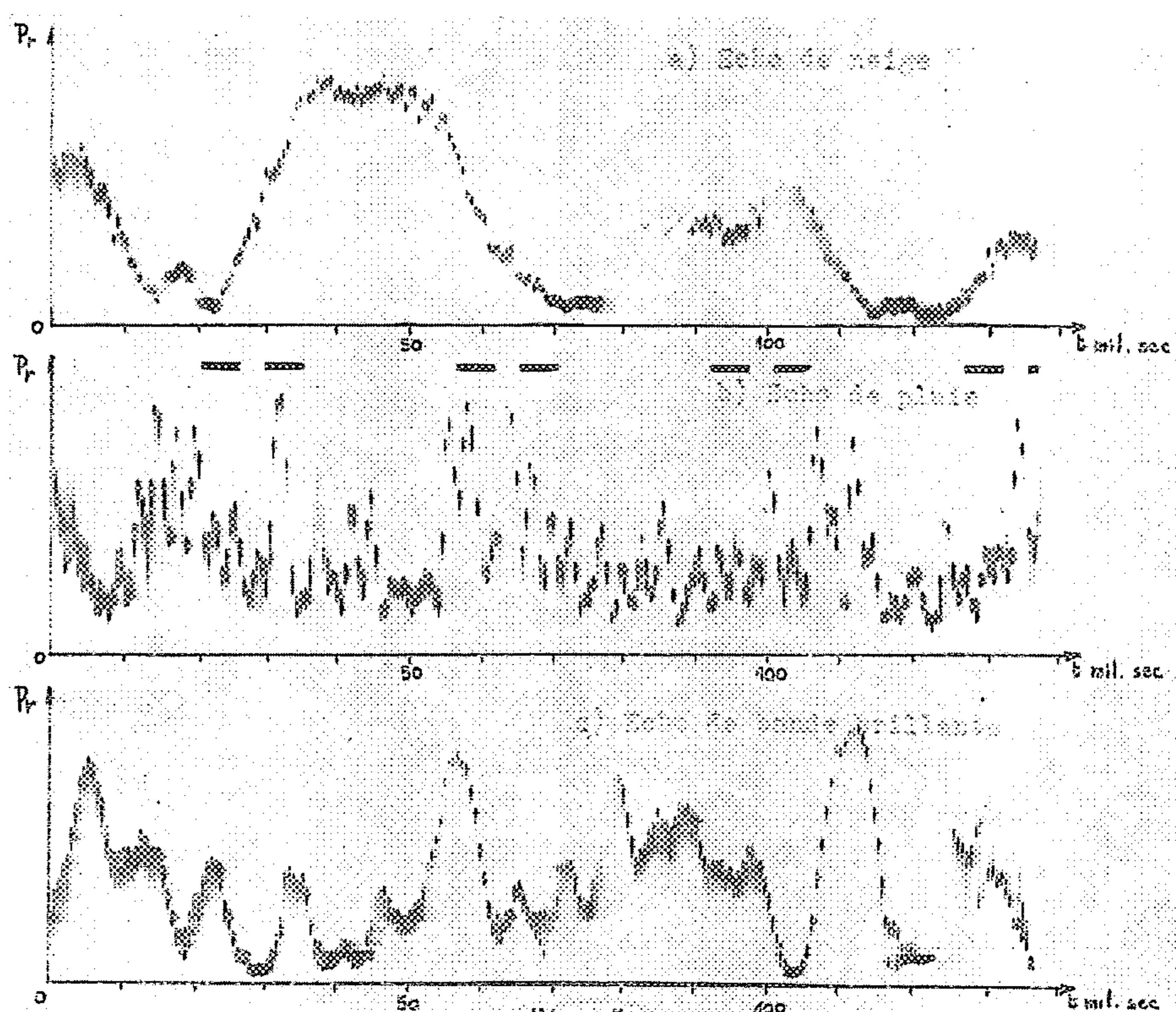
Or cette possibilité se présente si l'on observe les échos avec un radar à faisceau vertical fixe car, en plus des anomalies signalées dans une Note précédente [1], nous avons constaté que ces fluctuations se révèlent nettement différentes selon qu'elles se rapportent à des échos de neige ou à des échos de pluie. Ces différences d'aspect sont déjà apparentes sur un indicateur amplitude-distance, mais pour étudier ce phénomène avec plus de précision, nous avons conduit les mesures de la façon suivante.

Les signaux d'échos reçus par le récepteur du radar sont appliqués, après une amplification convenable, sur les plaques de déviation d'un tube cathodique. Une modulation du faisceau cathodique à l'aide d'un signal de sélection dont la position peut être choisie par l'opérateur, fait apparaître seulement la partie de l'écho qui correspond à un faible intervalle de distance (inférieur à la durée de l'impulsion d'émission). Les signaux résultants sont enregistrés à l'aide d'un film se déroulant dans une direction perpendiculaire à l'amplitude de l'écho, à une vitesse constante et suffisante pour que deux impulsions successives soient séparées sur ce film. On voit apparaître ainsi les variations d'amplitude du signal et par un étalonnage préalable de l'ensemble à l'aide d'un générateur micro-ondes, on connaît les valeurs successives de la puissance instantanée de l'écho. Les variations de l'intensité de cet écho présentent l'aspect d'une courbe presque continue si les périodes de fluctuations sont plus grandes que la période de récurrence τ des impulsions radar ($\tau = 0,6$ ms).

Nous avons obtenu par cette méthode expérimentale des documents qui se rapportent à des précipitations de nature différente et dont les figures 1 *a*, 1 *b*, 1 *c* illustrent des exemples. Nous avons pu mesurer et calculer sur ces enregistrements les périodes moyennes de fluctuations $\overline{T}$ et nous les avons classées en trois catégories qui sont les suivantes :

a. Neige. — Fluctuation à période moyenne très longue de l'ordre

de 18 à 30 ms suivant les situations (*fig.* 1 *a*). Par neige il faut comprendre, soit les précipitations neigeuses atteignant le sol, soit les échos situés au-dessus d'une bande brillante de fusion nettement caractérisée. Il est d'ailleurs remarquable de constater que l'allure générale des fluctuations est la même dans ces deux cas.



b. Pluie. — La période moyenne de fluctuation est beaucoup plus courte et inférieure à 6 ms (*fig.* 1 *b*). Ceci donne à cette fluctuation un caractère plus discontinu car les mesures ne sont faites que par valeurs discrètes (toutes les 0,6 ms, temps qui sépare deux impulsions successives). Les variations de la période moyenne d'une situation à l'autre sont plus grandes que pour les échos de neige et semblent en relation avec le diamètre des gouttes de la pluie étudiée.

Les particules qui sont à l'origine d'un écho sans bande brillante [2], même si elles sont situées dans des régions à température plus basse que 0°, ont une période moyenne de fluctuation du même ordre que celle de la pluie. Il semble donc que les vitesses de chute de ces particules soient réparties dans un domaine du même ordre de grandeur que pour les gouttes de pluie.

c. Maximum d'intensité due à la fusion partielle (bande brillante). — Les fluctuations de ces échos ont une période moyenne de l'ordre de 12 ms et présentent un aspect caractéristique (*fig.* 1 *c*).

Les fluctuations qui apparaissent sur ces enregistrements présentent toujours un caractère pseudo-périodique très net. Cela peut être dû au fait que la composante de la vitesse qui intervient dans ce phénomène est, dans ce cas particulier, égale à la vitesse de chute des particules; celle-ci est contenue dans des limites peu étendues et ne peut prendre qu'un nombre relativement petit de valeurs possibles. Cela ne serait pas le cas s'il existait une agitation turbulente dont la composante verticale ne serait pas négligeable par rapport à cette vitesse de chute.

Les résultats que nous avons obtenus semblent donc en relation avec les vitesses de chute de particules assez grosses pour donner un écho détectable. Ils peuvent être interprétés, soit en faisant intervenir l'effet Doppler-Fizeau (composition de vibrations de fréquences différentes), soit en considérant les changements relatifs périodiques de phase des vibrations de même fréquence.

Ces deux développements donnent des résultats identiques et nous les avons appliqués au calcul d'une vitesse $\overline{\Delta v}$ qui correspond au paramètre $\overline{T}$ défini précédemment. On trouve ainsi pour a, $\overline{\Delta v} = 0{,}5$ à $0{,}8$ m/s; pour b, $\overline{\Delta v} > 2{,}5$ m/s et pour c $\overline{\Delta v} \simeq 1{,}2$ m/s. Les vitesses ainsi déterminées sont comparables aux différences moyennes entre les vitesses de chute limite des particules considérées.

(1) R. Lhermitte, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2955.
(2) R. Lhermitte, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1414.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Pigments chlorophylliens des Bryophytes. Caroténoïdes des Andreæales, des Sphagnales et des Hépatiques.* Note (*) de M. **Robert Douin**, présentée par M. Roger Heim.

L'auteur, qui a déjà identifié les caroténoïdes des Bryales, étudie ceux des Andreæales, des Sphagnales et des Hépatiques : deux carotènes et deux xanthophylles. Les plastes de toutes les Bryophytes sont porteurs des mêmes caroténoïdes.

Dans une Note antérieure (1) consacrée aux Bryales, nous avons montré dans 40 espèces l'uniformité de l'équipement des plastes en pigments. Récemment, R. O. Freeland (2) a recherché la nature des pigments de cinq espèces. Ses résultats qui diffèrent partiellement des nôtres devront être confrontés avec eux.

Les autres Mousses et les Hépatiques sont ici successivement étudiées.

Les pigments ont été séparés par chromatographie ascendante sur papier suivant la méthode précédemment utilisée ([3]).

Andreæales et Sphagnales. — Les recherches ont porté sur l'*Andreæa petrophila* Ehrh., les *Sphagnum acutifolium* Ehrh. et *subsecundum* Nees. Les chromatogrammes présentent, étagées *de bas en haut*, les six bandes déjà rencontrées chez les Bryales : une bande orangée jaune de β-carotène toujours abondante, une bande jaune orangée d'α-carotène assez mal définie et partiellement enclavée, chez les Sphaignes, dans une large bande de chlorophylle *a* à laquelle est superposée une étroite bande de chlorophylle *b*, puis deux bandes jaunes bien séparées et sensiblement égales de lutéine et d'époxyde de xanthophylle, cette dernière mêlée à ses produits de transformation.

Par chromatographie de la solution totale dans l'éther de pétrole sur colonne de carbonate de calcium, on sépare les carotènes qui ne sont pas adsorbés, puis on les chromatographie sur papier. On obtient ainsi deux bandes distinctes : une large bande de β-carotène et au-dessus une bande étroite d'α-carotène. Parfois, dans des conditions qui n'ont pas été définies, on observe entre elles une légère bande supplémentaire de pseudo-α-carotène ([4]) dont nous avons quelquefois constaté la présence chez les Bryales.

Hépatiques. — Les 20 espèces suivantes appartenant à divers genres de Marchantiales, Jungermanniales anacrogynes et Jungermanniales acrogynes ont été examinées :

Riccia fluitans L.;
Fegatella conica Corda;
Lunularia cruciata Dum.;
Reboulia hemisphærica Raddi;
Preissia quadrata Nees;
Metzgeria pubescens Raddi;
Aneura pinguis Dum.;
Pellia Fabbroniana Raddi;
Lophozia ventricosa Dum.;
Lophozia barbata Dum.;
Lophocolea cuspidata Limpr.;
Plagiochila asplenioides Dum.;
Aplozia sphærocarpa Dum.;
Lepidozia reptans Dum.;
Scapania nemorosa Dum.;
Scapania dentata Dum.;
Scapania undulata Dum.;
Diplophyllum albicans Dum.;
Madotheca platyphylla Dum.;
Frullania Tamarisci Dum.

Chromatographié sur papier, le pigment total des Hépatiques se répartit en six bandes, celles déjà observées avec les Bryales et retrouvées avec les Andreæales et les Sphagnales.

Les caractères permettant d'identifier les carotènes et la lutéine ont déjà été donnés (1). Ceux de la dernière xanthophylle (6e bande) restent à préciser, car une septième bande d'un même jaune franc, mais plus étroite, apparaît pour certaines espèces au-dessus et très près de la sixième. Elle résulte du partage, sans doute en fonction de leurs concentrations, des constituants de la sixième. L'étude des pigments de ces bandes a été faite sur le *Madotheca platyphylla*, qui possède l'une et l'autre, et sur le *Plagiochila asplenioides*, qui est dépourvu de la septième.

L'acide chlorhydrique concentré détermine une coloration bleue de la sixième bande, une coloration verdâtre de la septième et, lorsque cette dernière manque, une coloration bleue de la partie inférieure, une coloration verdâtre de la partie supérieure de la sixième.

Ces pigments après séparation sur papier sont mis en solution dans le benzène additionné de 1 % de méthanol, puis chromatographiés sur une colonne de carbonate de zinc (5). On obtient ainsi *de haut en bas* trois bandes jaunes, la troisième plus large et plus concentrée. Reprises séparément dans l'éther, elles donnent, sous l'action de l'acide chlorhydrique concentré, la première et la troisième la coloration bleue, la deuxième aucune coloration. Ainsi sont mises en évidence : l'époxyde de xanthophylle, qui constitue la troisième bande sur colonne ou la sixième sur papier, la flavoxanthine et la chrysanthémaxanthine, isomères provenant de la transformation de l'époxyde, qui sont très distinctes l'une de l'autre sur colonne (première et deuxième bandes) et constituent, soit la septième bande (*Madotheca*), soit la partie supérieure de la sixième (*Plagiochila*) dans les chromatogrammes sur papier.

L'étude des spectres d'absorption des trois pigments confirme ces faits. Le spectre du mélange dans l'éthanol présente trois maxima à 465, 440 et 415 mμ. Après traitement du mélange par l'acide chlorhydrique dilué, qui transforme l'époxyde en flavoxanthine et chrysanthémaxanthine, les trois maxima observés dans le même solvant sont à 448, 425 et 400 mμ et caractérisent les deux derniers pigments qui ont le même spectre d'absorption. Signalons que P. Karrer (6) a noté pour la chrysanthémaxanthine du *Sarothamnus scoparius* 449,5, 422,5 et 395 mμ.

En utilisant des solvants parfaitement neutres après avoir épuisé par l'acétone étendue d'eau alcaline les tissus réduits en poudre, nous avons obtenu les mêmes chromatogrammes. On pourrait en conclure que les trois pigments coexistent dans le plaste, mais il faut tenir compte de l'instabilité de l'époxyde et penser à sa transformation possible dès que

les cellules sont tuées. La flavoxanthine et la chrysanthémaxanthine ne seraient alors que des artefacts.

Il ressort de cette étude qu'il y a lieu d'étendre à tout l'embranchement des Bryophytes la conclusion formulée pour les Bryales quant à l'uniformité de l'équipement des plastes en caroténoïdes.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) R. Douin, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1051.
(2) R. O. Freeland, *Plant Physiol. U. S. A.*, 32, n° 1, 1957.
(3) R. Douin, *Rev. Gén. de Bot.*, 60, 1953, p. 77-97.
(4) A. E. Gillam et El Ridi, *Bioch. J.*, 30, 1936, p. 1735.
(5) P. Karrer et E. Jucker, *Carotenoids*, Elsevier publ. Co., Inc., 1950, p. 213.
(6) P. Karrer, *Helv. Chim. Acta*, 26, 1943, p. 626.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de la vitamine* B_1 *et de ses deux constituants : pyrimidine et thiazol, sur la croissance des tissus normaux d'Aubépine cultivés* in vitro. Note (*) de Mlle **Denise Paris**, présentée par M. Roger Heim.

La thiamine accélère la croissance des tissus normaux d'Aubépine. Les deux fractions de sa molécule, pyrimidine et thiazol, sont nécessaires pour obtenir un développement satisfaisant de cette souche.

Dans une Note précédente (1), nous avons montré qu'une souche normale de tissus d'Aubépine (*Cratægus monogyna* Jacq.) se développe normalement sur un milieu ne renfermant, comme facteurs de croissance, que de l'acide naphtalène acétique et de la thiamine. La présence de cette vitamine est nécessaire pour obtenir une prolifération satisfaisante et conserver aux colonies leur aspect normal.

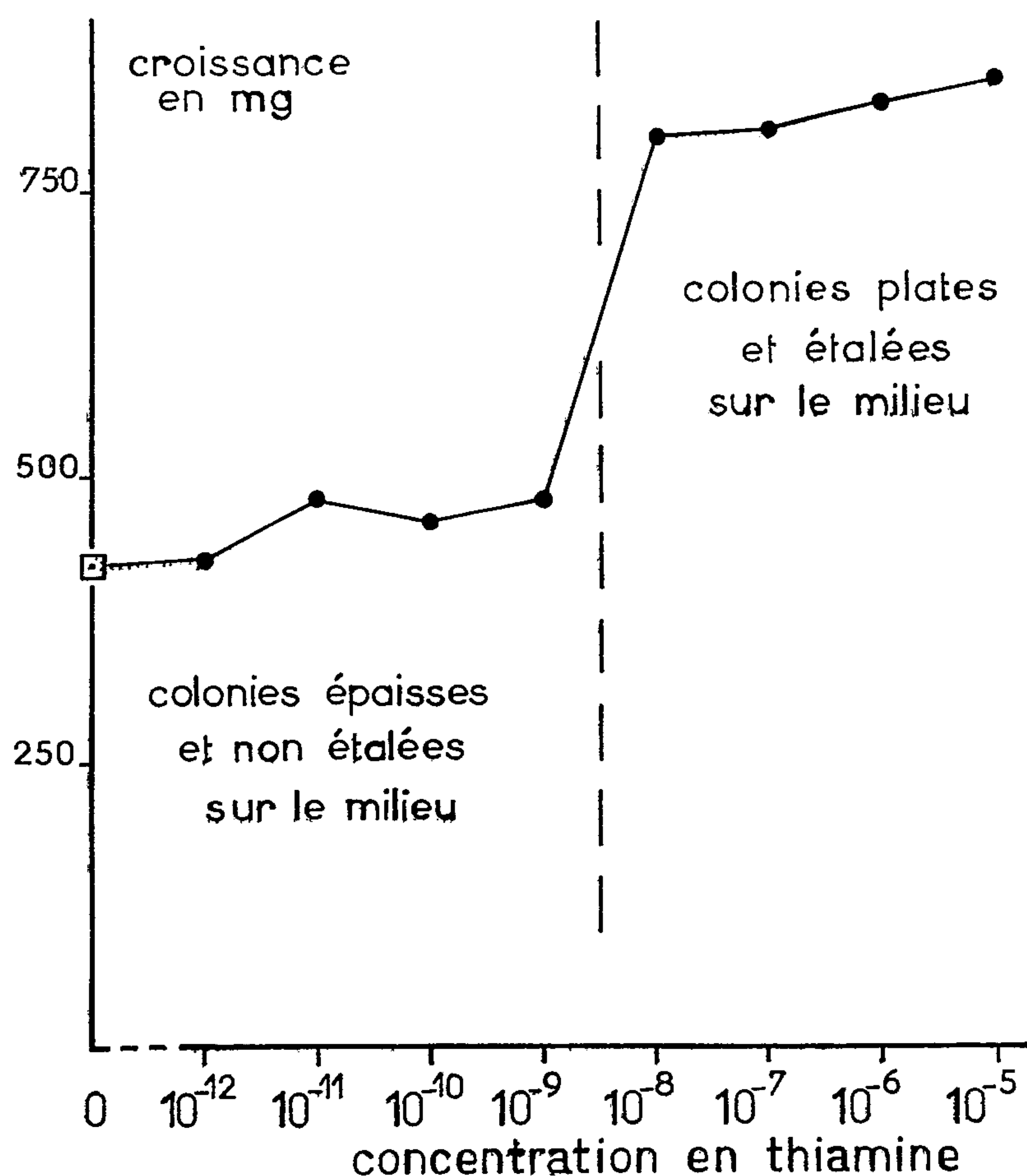
Poursuivant cette étude, nous avons envisagé l'action de différentes concentrations de thiamine ajoutées au milieu de culture et déterminé le seuil d'action de cette substance. Nous avons également utilisé les deux fractions de la molécule d'aneurine : pyrimidine et thiazol, afin de rechercher si une fraction seulement de la molécule peut être active à l'égard de cette souche ou si, au contraire, la molécule entière est indispensable.

Les souches utilisées pour nos expériences furent préalablement carencées en vitamine, en les cultivant pendant trois passages successifs (soit six mois environ) sur le milieu suivant : sels du liquide de Knop, glucose (3 %), acide naphtalène acétique (10^{-6}). Dans ces conditions les cultures devenaient épaisses, ne s'étalaient plus en surface et poussaient très lentement.

Nous avons alors ensemencé des fragments de ces tissus pesant 100 mg environ sur un milieu témoin renfermant uniquement de l'acide naphtalène acétique (10^{-6}) et sur des milieux contenant de l'acide naphtalène acétique

(10^{-6}) associé à de la vitamine B_1 à des concentrations comprises entre 10^{-12} et 10^{-5}.

La figure 1 traduit les résultats obtenus au bout de deux mois et demi de culture environ. En présence de doses de thiamine de l'ordre de 10^{-12} à 10^{-9}, les colonies ne se développent pas plus rapidement que sur le milieu



Croissance de fragments de tissus normaux d'Aubépine cultivés en présence de différentes doses de thiamine. Chaque valeur représente la moyenne des poids frais finaux (en milligrammes) de 12 explantats.

témoin; elles gardent un aspect anormalement épais et présentent des nécroses plus ou moins étendues. Pour des teneurs plus élevées de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-5}, les colonies, d'une part, reprennent leur aspect habituel de disques plats étalés sur le milieu et, d'autre part, leur vitesse de croissance est notablement accélérée. Cette augmentation de la vitesse de croissance est très importante dès la dose de 10^{-8}; pour des valeurs supérieures (10^{-7} à 10^{-5}), le développement n'est pas augmenté d'une manière vrai-

ment appréciable : la courbe se met sensiblement en plateau dès que le seuil d'action de cette substance est atteint (10^{-8}).

Ces expériences ont également porté sur l'action des deux fractions de la molécule de thiamine : pyrimidine et thiazol. Ces substances ont été utilisées, soit séparément à deux concentrations différentes (10^{-8} et 10^{-6}), soit en mélange. Le tableau indique les résultats obtenus au bout de quatre passages consécutifs sur le même milieu.

Croissance au bout de deux mois et demi environ de fragments de tissus normaux d'Aubépine maintenus pendant plusieurs passages sur le même milieu.

(Les valeurs expriment la moyenne, en milligrammes, des poids frais finaux de 12 explantats.)

Les colonies se développant sur les milieux 2, 3, 9 et 11 ont un aspect étalé. Sur les milieux 8 et 10, elles présentent seulement un début d'étalement; sur tous les autres milieux, elles sont au contraire épaisses.

N° des milieux.	Composition des milieux.	1er passage (durée : 83 j) (mg).	2e passage (durée : 77 j) (mg).	3e passage (durée : 78 j) (mg).	4e passage (durée : 85 j) (mg).
1...........	Témoin	436	449	426	515
2...........	Thiamine 10^{-8}	700	920	798	872
3...........	» 10^{-6}	825	916	827	945
4...........	Pyrimidine 10^{-8}	617	617	503	609
5...........	» 10^{-6}	522	644	575	673
6...........	Thiazol 10^{-8}	448	531	488	619
7...........	» 10^{-6}	414	551	595	542
8...........	Thiazol 10^{-8} + pyrimidine 10^{-8}	589	1000	689	745
9...........	Thiazol 10^{-8} + pyrimidine 10^{-6}	877	1076	830	866
10...........	Thiazol 10^{-6} + pyrimidine 10^{-8}	537	887	683	836
11...........	Thiazol 10^{-6} + pyrimidine 10^{-6}	757	998	776	954

Son examen permet de constater que, prises séparément, les deux fractions de la molécule de thiamine exercent, aux concentrations utilisées, une action presque négligeable (thiazol) ou faible (pyrimidine). Par contre, leurs mélanges accélèrent notablement la vitesse de croissance de ce tissu; on remarque cependant que les combinaisons renfermant la pyrimidine à la dose la plus élevée (10^{-6}) semblent plus actives que celles n'en contenant que 10^{-8}; de plus, en présence de tels mélanges, les colonies présentent une morphologie normale comparable à celle qu'on observe en utilisant la molécule entière de thiamine.

En conclusion, les tissus normaux d'Aubépine ne synthétiseraient pas *in vitro* la quantité de vitamine B_1 nécessaire à une prolifération rapide. Il est donc nécessaire d'en ajouter au milieu de culture une dose au moins

égale à 10^{-8}. Il est toutefois possible de remplacer la molécule entière de thiamine par un mélange de pyrimidine et de thiazol : la dose de pyrimidine doit d'ailleurs être plus élevée que celle du thiazol. Tout se passe donc comme si les tissus synthétisaient plus de thiazol que de pyrimidine. Mais la quantité de thiazol qu'ils élaborent est néanmoins insuffisante puisque la pyrimidine, ajoutée seule au milieu de culture, est moins active que la thiamine elle-même. Les faits que nous avons relatés pourraient s'expliquer autrement, en supposant par exemple que les deux fractions de la molécule de thiamine ne seraient pas absorbées avec la même vitesse par les tissus, l'absorption de la pyrimidine étant plus lente que celle du thiazol. Ces explications ne sont d'ailleurs pas les seules possibles et nous nous proposons d'entreprendre de nouvelles expériences afin d'éprouver leur validité.

(*) Séance du 17 février 1958.
(1) D. Paris, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 449.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les acides aminés libres du vin.* Note de M. **Jules Carles**, Mlle **Marie Lamazou-Betbeder** et Mme **Renée Pech**, présentée par M. Raoul Combes.

Une trentaine d'acides aminés libres existent dans les vins, mais avec d'importantes différences quantitatives et même qualitatives suivant leur âge et surtout suivant les cépages qui entrent dans leur composition.

Si les acides aminés libres du vin sont assez bien connus dans leur ensemble et même dans leur évolution, grâce surtout aux travaux de L. Genevois et L. Peynaud, ils le sont assez peu individuellement (1). Cette Note est un premier essai pour aider à combler cette lacune.

Les vins sont passés directement sur une colonne échangeuse de cations (Dowex 50 X 8 ou X 4, 150-200 μ), puis sur une colonne échangeuse d'anions (Dowex 1 ou 2 de mêmes caractéristiques); la première retient les acides aminés et certains peptides basiques, la deuxième les acides organiques et certains peptides acides. Après lavage, les colonnes sont éluées et leur contenu analysé par chromatographie bidimensionnelle sur papier.

Notre étude porte d'abord sur une série de vins fabriqués à partir d'un seul cépage récolté dans la zone délimitée de Fronton à l'automne 1957 qui ne fut pas très favorable à la maturation, ce qui explique leur forte acidité et leur teneur relativement faible en alcool. Ils ont été analysés quelques semaines seulement après la fin de la vinification; nous noterons ici leur degré alcoolique, leur pH et leur teneur en azote organique (mg/l). Ce sont cinq cépages blancs, Chalosse 1 (alcool, 9°,5; pH 2,6; N, 119 mg),

Mauzac 2 (12°; 2,64; 210), Muscadelle 3 (11°,1; 3,18; 206), Sauvignon 4 (12°,7; 2,99; 220) et Sémillon 5 (10°,1; 2,77; 171), et cinq cépages rouges, Bordelais 6 (8°,5; 2,95; 217), Fer 7 (10°,5; 2,88; 217), Jurançon 8 (10°,1; 2,9; 133), Négrette 9 (11°,3; 220), Syrah 10 (10°; 2,9; 171). Nous avons aussi étudié deux vins rouges 11 (10°,8; 3,52; 143) et 12 (11°,2; 3,48; 197) vieux de deux ans, faits avec ces cépages (50 % de Négrette, 10 à 20 % de Bordelais et de Mauzac, etc.), un vin blanc sec de Gaillac 13 (12°,7; 3,18; 301) et deux vins d'hybrides G. 23835, 14 (8°,7) et J. S. 26205, 15 (11°,2).

Dans ces vins, en incluant les amides mais non les peptides, on trouve une trentaine d'acides aminés dont voici la liste : proline, hydroxyproline, α et β-alanine, leucine, isoleucine, lysine, histidine, arginine, acide aspartique, acide glutamique, acide γ-aminobutyrique, valine, glycocolle, sérine, thréonine, tyrosine, phénylalanine, acide pipécolique, tryptophane, ornithine, cystéine, méthionine, asparagine, glutamine, acide pyrrolidone-carboxylique, acide hydroxypipécolique, hydroxyleucine, méthionine-sulfone, histamine et un inconnu assez abondant qui se place contre la proline et qui ferait penser à un peptide s'il se révèlait moins bien à la ninhydrine. Notons que l'identification de l'histamine (dans Sémillon) et celle de la méthionine-sulfone (dans Bordelais et quelques autres) n'est que probable; l'acide hydroxypipécolique et l'hydroxyleucine (dans Muscadelle et Syrah) ne sont identifiés que par leur place et l'influence d'un hydroxyle sur le R_f, leur coloration à la ninhydrine et à l'isatine. De ces acides dont l'identification devra être confirmée, nous n'avons fait figurer dans le tableau que l'acide hydroxypipécolique; sont aussi omis la méthionine trop rare et l'acide pyrrolidone-carboxylique trouvé surtout parmi les acides organiques. Nous n'avons pas séparé la leucine de l'isoleucine, ni la lysine de l'histidine. Les dosages ont été faits approximativement sur chromatogramme d'après la grandeur et la densité des taches, et, pour que tous les vins soient comparables entre eux, nous avons évalué chaque acide aminé en pourcentage du total de ces acides.

Parmi ces acides aminés, l'un des groupes les plus intéressants est celui des imino-acides avec la proline, l'acide pipécolique et leurs dérivés hydroxylés. Dans le vin nouveau, la proline est extraordinairement abondante et représente parfois plus du tiers de l'ensemble, mais elle baisse progressivement, jusqu'à perdre sa prééminence : la présence à peu près constante de l'acide pyrrolidone-carboxylique témoignerait de sa dégradation vers l'acide glutamique suivant les voies inverses de la synthèse. A côté de la proline, l'acide pipécolique serait accompagné de son dérivé hydroxylé, l'acide hydroxypipécolique, mais il est 20 à 30 fois moins abondant que son homologue.

A l'inverse de la proline, les acides aminés aromatiques, tyrosine, phényl-

alanine et tryptophane, paraissent augmenter avec le temps. On admet que la synthèse de ces acides aminés se ferait par l'intermédiaire de l'acide préphénique pour les deux premiers et, pour les trois, en passant par l'acide shikimique qui proviendrait de l'acide quinique. La présence dans les vins, en assez grande quantité pour qu'il apparaisse sur les chromatogrammes, d'au moins l'acide quinique, paraît aller dans le sens de cette théorie : nous y reviendrons à propos des acides organiques.

Tableau des acides aminés libres des vins.

	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.	12.	13.	14.	15.
Proline	15	15	25	20	25	25	35	30	20	40	12	10	8	20	30
α-alanine	8	10	8	7	10	8	10	15	15	10	12	20	10	12	15
Leucine et isoleucine	12	8	10	12	7	2	3	4	5	3	9	8	10	10	6
Acide aspartique	5	5	5	5	7	1	3	3	5	3	5	6	8	6	3
Acide glutamique	7	7	8	7	4	3	8	3	6	4	9	9	8	6	7
Arginine	8	7	2	5	6	5	4	2	6	5	3	2	4	6	1
Lysine et histidine	10	9	15	12	8	7	8	6	10	8	10	10	15	15	15
Acide γ-amino-butyrique	7	2	1	+	2	25	4	6	10	5	7	6	1	3	10
Valine	8	5	6	7	4	1	1	1	2	2	5	4	6	3	2
Phénylalanine	1	1	2	2	1	+	+	+	+	+	2	2	4	2	+
Acide pipécolique	+	2	1	1	+	1	6	10	2	1	1	1	+	5	+
Sérine	3	3	2	3	4	1	2	2	2	1	3	3	3	3	2
Glycocolle	3	5	2	4	4	1	1	1	2	1	5	6	6	3	1
Thréonine	2	2	1	2	1	+	1	1	1	+	3	2	3	1	+
Tyrosine	1	1	2	2	1	–	–	–	–	–	2	2	5	2	–
Tryptophane	2	2	2	2	3	1	2	+	1	+	+	–	+	+	+
β-alanine	1	2	1	1	1	2	1	1	2	1	1	1	1	1	1
Hydroxyproline	1	3	1	4	3	+	1	2	2	4	2	2	2	–	–
Acide hydroxypipécolique	3	4	2	3	4	–	1	1	1	1	1	2	2	1	3
Ornithine	–	–	–	–	1	10	–	–	1	–	1	–	1	–	–
Cystéine	1	–	–	1	1	+	1	–	1	+	–	–	–	1	1
Asparagine	1	1	–	1	2	–	–	–	1		1	1	2	2	–
Glutamine	–	1	1	1	–	1	–	1	1	+	–	–	–	–	–

La β-alanine est toujours présente en assez grande abondance sur les chromatogrammes; elle provient peut-être de l'acide pantothénique dont elle aurait été détachée par les résines, à moins qu'elle ne témoigne de la synthèse de cet acide dans le vin où sa teneur augmente (2).

La plupart des acides aminés sont assez régulièrement présents dans les vins, mais si nous comparons les vins blancs et les vins rouges, quelques différences apparaissent qui semblent provenir de la technique de vinification et du long contact de ces derniers avec les grappes et les parties solides des grains : les vins rouges sont nettement plus riches en peptides que les vins blancs. Ils sont aussi plus riches en acides iminés, en proline

surtout, mais en revanche moins riches en valine et leucines et moins riches en acides aromatiques.

Les différences entre cépages sont aussi très importantes et il suffit de comparer par exemple, dans le Bordelais 6, le Jurançon 8 et le Sauvignon 4, la leucine, la tyrosine, l'ornithine, l'acide γ-aminobutyrique, etc., pour soupçonner l'importance de la proportion de ces cépages dans la qualité d'un vin et la composition de son bouquet final.

(1) M. Procopio et M. T. Calò, *Congr. Intern. Vigne et Vin*, Rome-Sienne, 1953, p. 208; P. Dimotakis, *Ann. Chim. Athènes*, 20, 1955; G. Dupont, *Ann. Technol. Agric.*, 2, 1953, p. 95.

(2) E. Peynaud et S. Lafourcade, *Industr. Agric. et Alim.*, 72, 1955, p. 575.

(*Laboratoire de Physiologie végétale de l'Institut Catholique de Toulouse.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Morphologie du sporophyte de* Marsilea drummondii *A. Br.* (*Filicinées, Marsiléacées*) *cultivé* in vitro *sur milieu dépourvu de calcium.* Note de Mme Lucienne Sossountzov, présentée par M. Lucien Plantefol.

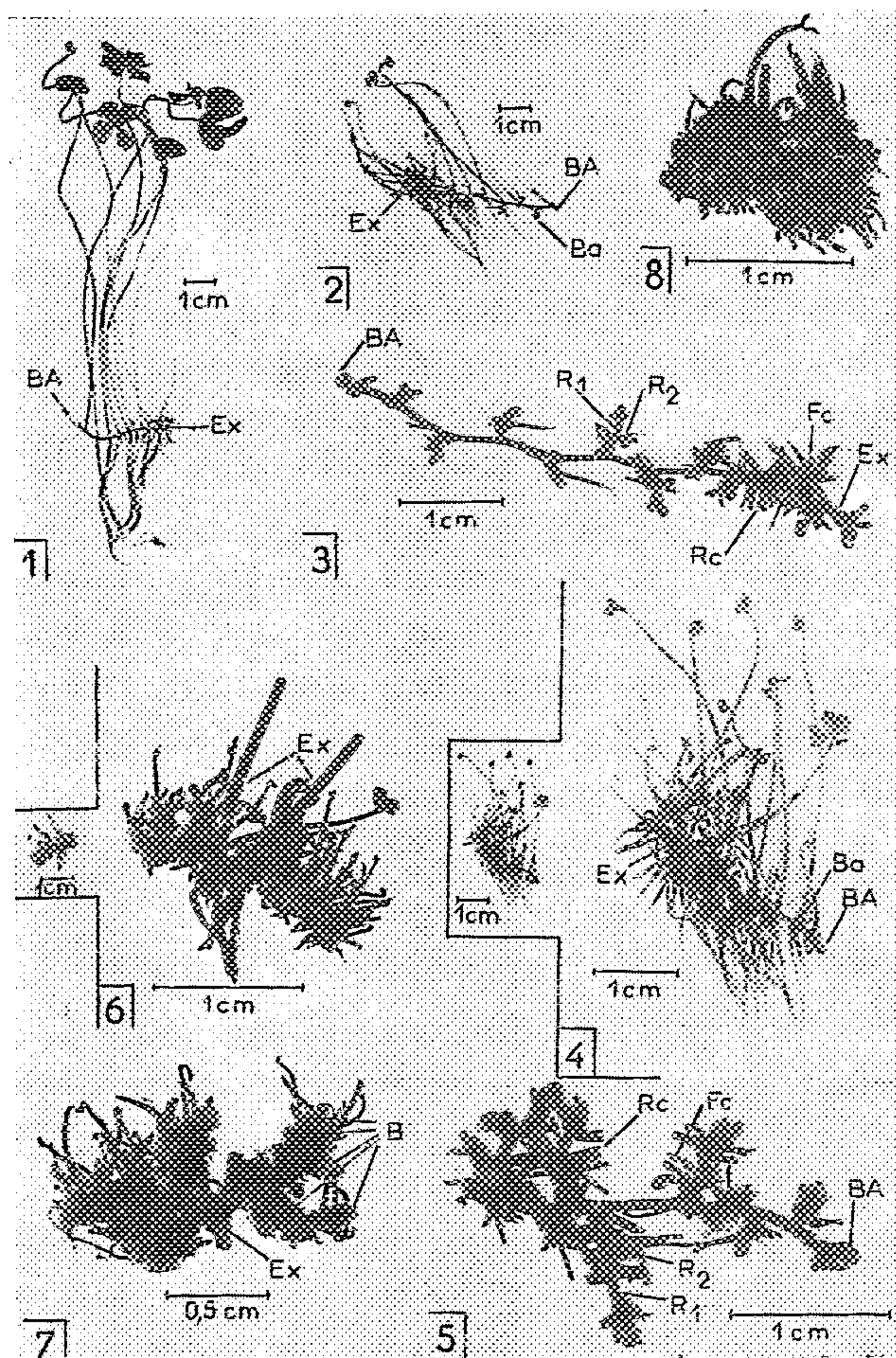
Le sporophyte de *M. d.* cultivé aseptiquement sur milieu de Knop dilué de son volume d'eau présente, sur son rhizome, des bourgeons axillaires dormants, inhibés par le méristème apical. Carencé en calcium, le rhizome porte des ramifications produites par le développement de ces bourgeons axillaires.

Au cours de nos recherches sur la nutrition minérale de *Marsilea drummondii*, nous avons été amenée à observer les modifications morphologiques présentées par cette Fougère lorsqu'on la prive de calcium.

Technique. — Les explantats sont obtenus par fractionnement du rhizome du sporophyte (*fig.* 1) cultivé sur le milieu de Knop dilué de son volume d'eau et additionné de 3 % de glucose (milieu témoin). Transplantés aseptiquement sur le même milieu, ces explantats se développent et redonnent au bout de 45 jours une culture entière. De telles cultures sont fractionnées et repiquées sur le même milieu, mais dépourvu de calcium. Quatre passages successifs ont ainsi été effectués et ont porté sur un grand nombre de cultures (de 100 à 150 par passage). Divers types morphologiques ayant été observés (*voir* ci-après), les explantats, à chaque nouveau repiquage, ont été prélevés sur tous les types sans exception.

Observations. — 1. *Différents aspects du sporophyte de* M. d. *au cours des quatre passages successifs sur milieu dépourvu de calcium.* — L'aspect des cultures est très variable. On peut *grosso modo* définir quatre types de cultures qui correspondent sans doute à des degrés plus ou moins accentués de carence calcique.

Type 1 (*fig.* 2 et 3) : cultures à rhizome plus long que celui des témoins; de chaque nœud partent des racines courtes, brunâtres et des feuilles à pétioles peu allongés. Les folioles, peu développées, montrent des nécroses marginales et ne sont pas étalées comme chez les plantes normales. Les



Marsilea drummondii.

1. Sporophyte de *M. d.* cultivé sur milieu témoin. Les bourgeons axillaires, non développés, ne sont pas visibles.

2 à 8. Sporophytes de *M. d.* cultivés sur milieu dépourvu de calcium.
- 2. Type 1 : culture entière.
- 3. » 1 : feuilles et racines ont été coupées.
- 4. » 2 : culture entière.
- 5. » 2 : feuilles et racines ont été coupées.
- 6. » 3 : culture entière.
- 7. » 3 : rhizome ramifié photographié par dessous, montrant de nombreux bourgeons B en voie de développement.
- 8. Type 4 : culture entière.

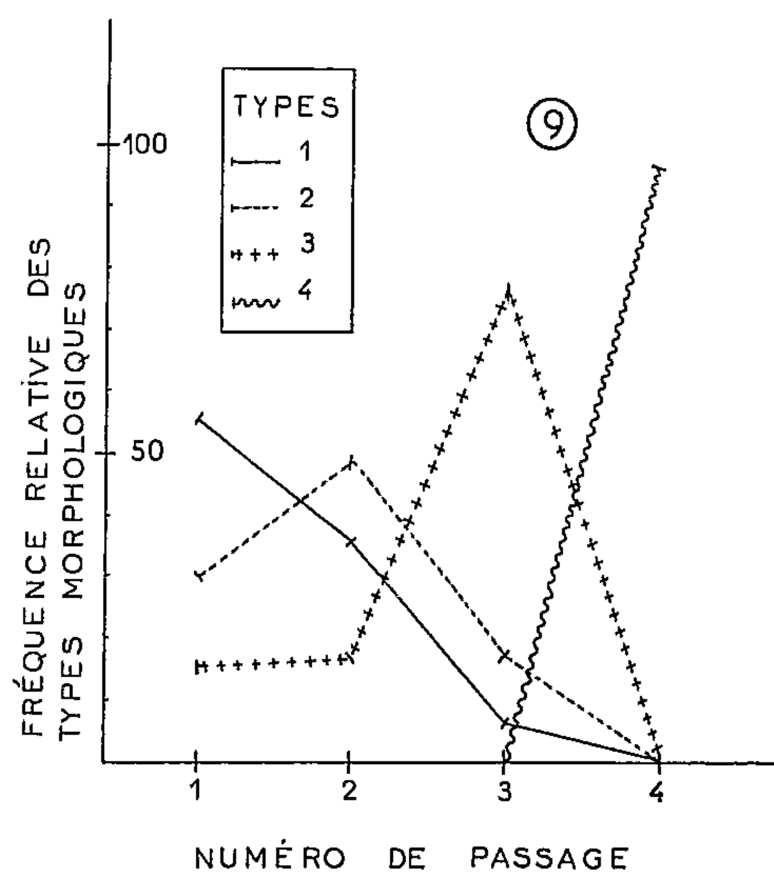
Ex, explantat; BA, bourgeon apical; Ba, bourgeon axillaire; R_1, ramification du rhizome principal; R_2, ramification de R_1; Fc et Rc, feuilles et racines coupées. Sur les figures 2, 3, 4 et 6, Ex indique la région où se trouve l'explantat.

bourgeons axillaires du rhizome (dormants chez les témoins) ont chacun donné naissance à un rhizome latéral porteur de feuilles et de racines rudimentaires. Ces rhizomes latéraux présentent eux-mêmes des bourgeons axillaires en voie de développement. Il y a donc là deux degrés de ramification : des ramifications du rhizome principal et des ramifications de ces dernières.

Type 2 (*fig.* 4 et 5) : cultures petites, présentant un rhizome à nœuds très courts, mais encore visibles. Nécroses importantes des folioles, des racines et parfois du méristème apical. Les ramifications dues au développement des bourgeons axillaires sont plus allongées que dans le type 1.

Type 3 (*fig.* 6 et 7) : cultures minuscules, fragiles, nécrosées et très ramifiées. Le rhizome, velu (alors que chez les témoins il est presque glabre) et très court par suite du rétrécissement de ses entre-nœuds, porte de petites racines et des feuilles peu développées, le plus souvent morphologiquement juvéniles, c'est-à-dire bifides et spatulées ([1]), ([2]).

Type 4 (*fig.* 8) : cultures entièrement nécrosées, ayant un aspect « en boule », dû au tassement de leurs divers organes ; de place en place émergent des feuilles bifides ou spatulées. Ce type, non repiquable, représente le degré le plus poussé des anomalies morphologiques provoquées par la carence calcique. La quasi-totalité des cultures meurent, sans parvenir à ce stade.



9. Fréquence des types de cultures carencées en calcium pendant quatre passages consécutifs. Les fréquences sont exprimées en pour-cent des cultures vivantes.

2. *Fréquence des différents types au cours des quatre passages successifs.* — La figure 9 montre que, le nombre des repiquages augmentant (c'est-à-dire la carence calcique devenant plus aiguë), les types 3 et 4 prédo-

minent sur les autres. Par ailleurs, la mortalité s'accroît (8 % de cultures mortes à la fin du premier passage, 87 % à la fin du quatrième). Ces observations permettent donc de dire que les divers types morphologiques représentent des degrés différents d'épuisement calcique, le type 1 étant le moins carencé, le type 4 le plus.

CONCLUSION. — De toutes les modifications de structure décrites précédemment sur le sporophyte de *M. d.* carencé en calcium, il semble que la plus intéressante soit la ramification du rhizome, par suite de l'entrée en activité des bourgeons axillaires. Une telle levée de la dominance apicale, dans les mêmes conditions, n'a été signalée à notre connaissance que chez la Tomate (3). Récemment, sur *M. d.*, nous avons signalé (4) une perturbation analogue provoquée par une forte concentration d'indolacétonitrile; dans ce cas cependant, la ramification du rhizome est moins marquée que celle obtenue par une carence calcique poussée, puisqu'on n'obtient pas, avec l'indolacétonitrile, de culture de types 3 ou 4. Par contre, dans les deux cas, on peut constater un retour des feuilles à l'état juvénile et une nette élongation du rhizome au début du traitement.

(1) I. WOLTERECK, *Flora*, 123, 1928, p. 30.
(2) A. ALLSOPP, *Ann. Bot.*, nouv. série, 17, 1953, p. 37.
(3) G. S. KALRA, *Bot. Gaz.*, 118, 1956, p. 18.
(4) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 815.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Au sujet d'un nouveau corps antagoniste de l'action inhibitrice de l'auxine.* Note (*) de Mme **SIMONNE QUINTIN-JEREBZOFF**, transmise par M. Henri Gaussen.

Une substance, différente de la citrulline, était associée aux cristaux de biotine, extraits du milieu de culture de *Rhizopus nigricans* Ehr. Ce corps se comporte comme un « métabolite-antiauxine ».

J'ai déjà signalé (1) que *Rhizopus nigricans* Ehr. peut lever entièrement l'inhibition provoquée par l'acide indol-β-acétique (AIA) exogène, sur la croissance de *Nectria galligena*, lorsque les deux organismes se développent côte à côte sous des conditions définies. L'interaction a été attribuée à la sécrétion de biotine par *Rh. nigricans.* Mais certaines données expérimentales au cours des nombreuses répétitions effectuées, laissaient présumer que la biotine extraite pouvait contenir une « impureté », à action biologique comparable à celle de la biotine pure, ou simplement susceptible d'accélérer la croissance du test *N. galligena.* Les expériences ci-après avaient comme but de rechercher cette « impureté » et de préciser, si cela était possible, ses propriétés biologiques.

A cet effet, la biotine sécrétée par *Rh. nigricans* dans le milieu de culture de Bach ([2]) a été cristallisée cette fois par la méthode de du Vigneaud et coll. ([3]).

La comparaison de l'activité de ces cristaux isolés, avec celle des cristaux de la biotine des Établissements Roche, sur la croissance du test biologique *Lactobacillus arabinosus* 17,5 d'une part, sur la levée de l'inhibition de croissance du test *N. galligena* produite par AIA d'autre part, laissait à nouveau apparaître quelques doutes sur le degré de pureté acceptable des cristaux.

En conséquence, après dissolution de ces cristaux dans l'eau, j'ai recherché systématiquement suivant la technique de chromatographie bidimensionnelle de Carles et coll. ([4]) la présence éventuelle de substances à fonction acide aminé ou à fonction acide organique. En dépit de nombreuses tentatives, aucun acide aminé n'a pu être décelé. Par contre, la chromatographie des acides organiques a mis en évidence deux taches distinctes. L'une d'elles est due à la biotine (R_g 140-120), l'autre à un corps X qui n'a pu être identifié en raison de sa faible quantité et dont le R_f est voisin de l'acide gallique (R_g 70-95).

L'activité du corps X en tant que « métabolite-antiauxine » a été ensuite éprouvée sur *N. galligena*, et j'ai comparé alors l'action biologique des cristaux de la biotine supposée impure, de la biotine retenue dans les chromatogrammes, de la biotine des Établissements Roche et du corps X. Dans une série contrôle, le test était cultivé simultanément sur le milieu de Westergaard et Mitchell (1947) modifié (sans biotine) et sur ce même milieu contenant 50 mg/l d'AIA. Afin d'éviter toute perte de substance en éluant, chaque tache de biotine ou du corps X a été découpée sur les chromatogrammes et introduite directement dans 120 ml du milieu de base non gélosé, avec ou sans AIA. Pour le contrôle, une surface identique et *sans tache* de papier du chromatogramme était employée. Après adjonction de gélose purifiée, chaque lot était partagé en six tubes, puis stérilisé à 105° C pendant 20 mn; pour les autres cas, dix tubes ont été prévus. Les cultures de *N. galligena* étaient maintenues dans une pièce obscure à la température de 25° C et à un degré hygrométrique constant.

Le tableau et le graphique font apparaître les faits essentiels.

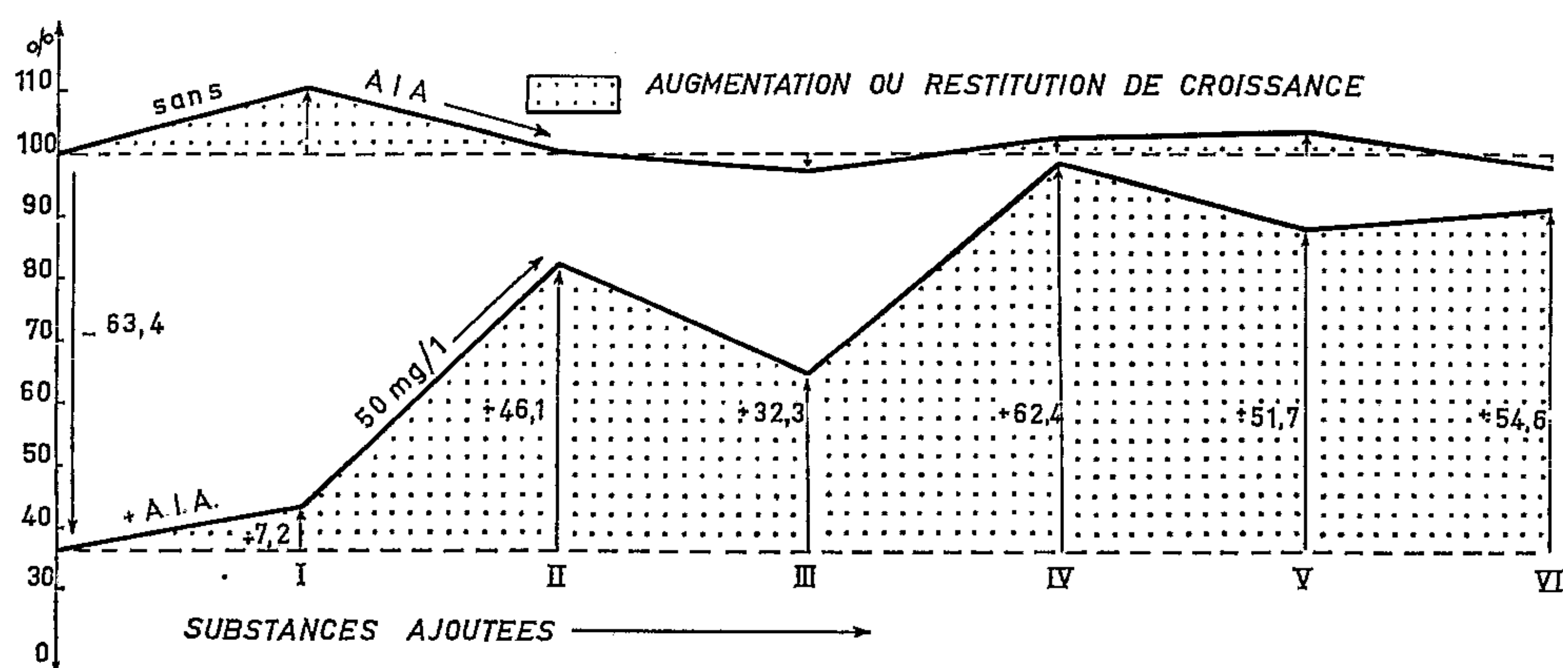
Croissance de N. galligena (*poids secs en milligrammes*)
cultivé sur milieu de base avec ou sans substances supplémentaires (*âge des cultures : 15 jours*).

AIA (mg/l).	Autres substances ajoutées au milieu de base de Westergaard et Mitchell modifié.						
	0.	Papier du chromat.	Biotine du chromat.	Substance X du chromat.	Cristaux de biotine impure 0,1 mg/l.	Biotine des Éts Roche 0,001 mg/l.	Biotine des Éts Roche 0,1 mg/l.
0......	30,8	35	31	30	31,5	31,9	30,1
50......	11,2	13,5	25,5	20	30,5	27,2	28,1

Ces données montrent que :

1° le corps X pas plus que la biotine extraite, n'accélèrent la croissance du test, au moins aux doses utilisées;

2° L'une et l'autre de ces substances exercent une forte action antagoniste vis-à-vis de l'inhibition provoquée par AIA sur la croissance de *N. galligena*. A cet égard, la biotine paraît légèrement plus active que le corps X (6).



Graphique 1. — Croissance de *N. galligena* en pourcentage de la croissance du témoin (100) cultivé sur milieu de base : I, + papier sans tache du chromatogramme; II, + biotine du chromatogramme; III, + corps X du chromatogramme; IV, + biotine impure 0,1 mg/l; V, + biotine pure 0,001 mg/l; VI, + biotine pure 0,1 mg/l.

En conclusion, on peut retenir qu'il est possible d'isoler du milieu de culture dans lequel pousse *Rh. nigricans*, outre de la biotine, un corps X, et que les deux substances sont en mesure de lever l'action inhibitrice de l'AIA. Nous sommes, dans ce cas, en droit d'admettre que chacun des deux corps se comporte comme un « métabolite-antiauxine ».

Dans des travaux antérieurs F. Nysterakis (7) a montré que la biotine lève, sans compétition, l'inhibition de croissance du test *N. galligena* due à l'AIA exogène. Récemment (8), le même auteur a établi que la citrulline, corps de structure très éloignée de celle de la biotine, est également un puissant antagoniste de l'auxine. Mes recherches précédentes (1) et les données ci-dessus apportent de nouvelles preuves au sujet de l'antagonisme auxine-biotine et montrent qu'un troisième corps X, *qui n'est pas la citrulline* (puisqu'il n'a pas été trouvé d'acides aminés sur les chromatogrammes), est aussi un puissant antagoniste de l'action inhibitrice de l'auxine.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) S. Quintin, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2122.

(2) D. Bach, *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 766.

(3) V. du Vigneaud, K. Hoffmann, D. B. Melville et G. Gyorgy, *J. Biol. Chem.*, 140, 1941, p. 643.

(4) J. Carles, A. Schneider et A. M. Lacoste, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 1958 (sous presse).

(6) La quantité du corps X étant pour le moment inconnue, l'activité réelle de cette substance reste à établir; elle apparaît néanmoins dès à présent comme très élevée.

(7) F. Nysterakis, *Rev. Gén. Bot.*, 61, 1954, p. 285.

(8) F. Nysterakis, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 818.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Infrastructure et évolution des plastes du méristème radiculaire de* Lens culinaris L. Note (*) de M. **Leonardo Caporali**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'étude, au microscope électronique, du méristème radiculaire de *Lens culinaris* L. montre que certains chondriosomes subissent une série de modifications évolutives les amenant à la structure des proplastes, ceux-ci se transformant, à leur tour, en leucoplastes, dont certains deviennent amylifères.

Des méristèmes radiculaires de *Lens culinaris* L. traités selon la technique de Palade, ont fourni des sections ultrafines, soit de la partie la plus méristématique, soit de la zone où la différenciation cellulaire commence.

Dans les cellules les plus dédifférenciées, le cytoplasme renferme de nombreuses mitochondries sphériques ou ovoïdes (*fig.* 1 B) de 0,35 à 0,50 μ de diamètre, entourées par une double membrane osmiophile de 120 à 130 Å d'épaisseur. La paroi interne de cette double membrane édifie une série de diverticules ou crêtes (cr), qui s'insinuent vers l'intérieur. Ces formations, très osmiophiles, de 150 à 180 Å d'épaisseur, sont plus ou moins sinueuses et la substance fondamentale des mitochondries reste limitée aux espaces compris entre elles.

A côté de ces éléments courts il en existe d'autres, de même structure mais plus allongés, qui sont les chondriocontes de la cytologie classique.

Mais, en outre, la microscopie électronique permet de distinguer des organites, souvent sphériques ou allongés, de la même taille que les mitochondries et de structure légèrement différente (*fig.* 2 P). Ils sont entourés par une double membrane (m) qui envoie vers l'intérieur un nombre très restreint de crêtes (cr); leur substance fondamentale est donc très abondante.

Leur diamètre varie entre 0,60 et 0,90 μ. Ils renferment parfois des granules très osmiophiles, vraisemblablement lipidiques. Ce sont des proplastes, dont l'évolution est l'objet de la présente Note.

Quelques vésicules se différencient bientôt à leur intérieur (*fig.* 1 A, V) tandis que les crêtes (cr), toujours périphériques, restent inchangées. La

taille de chacune de ces vésicules augmente progressivement et leur nombre diminue (*fig.* 3); ces vésicules sont limitées par une fine paroi simple (p), très osmiophile, de 20 à 30 Å d'épaisseur et il ne subsiste entre elles qu'une mince couche de substance fondamentale ou stroma (*fig.* 3, cst).

Plus tard, des communications s'établissent entre ces vésicules, sous forme de ponts qui traversent les couches stromatiques (*fig.* 4, cv). A l'intérieur des plus grandes d'entre elles, des corpuscules plus sombres, sphériques, identifiables comme grains d'amidon, commencent à se différencier (*fig.* 4). La taille de ces grains, réduite au début, augmente de plus en plus; ils occupent bientôt tout le volume des vésicules (*fig.* 5). Des changements de forme et de taille accompagnent cette évolution structurale. Les proplastes sphériques ou ovoïdes s'allongent et s'épaississent au cours de leur différenciation. Les proplastes allongés ou filamenteux s'élargissent tandis que leur longueur demeure à peu près constante.

Les leucoplastes amylifères adultes sont donc généralement ovoïdes, de 2,60 à 2,80 μ de longueur et de 1,15 à 1,35 μ de largeur; ils sont entourés par une double membrane très osmiophile, sont pourvus de grosses vésicules amylifères, de quelques gouttelettes lipidiques sphériques et possèdent toujours des crêtes sinueuses localisées à la périphérie.

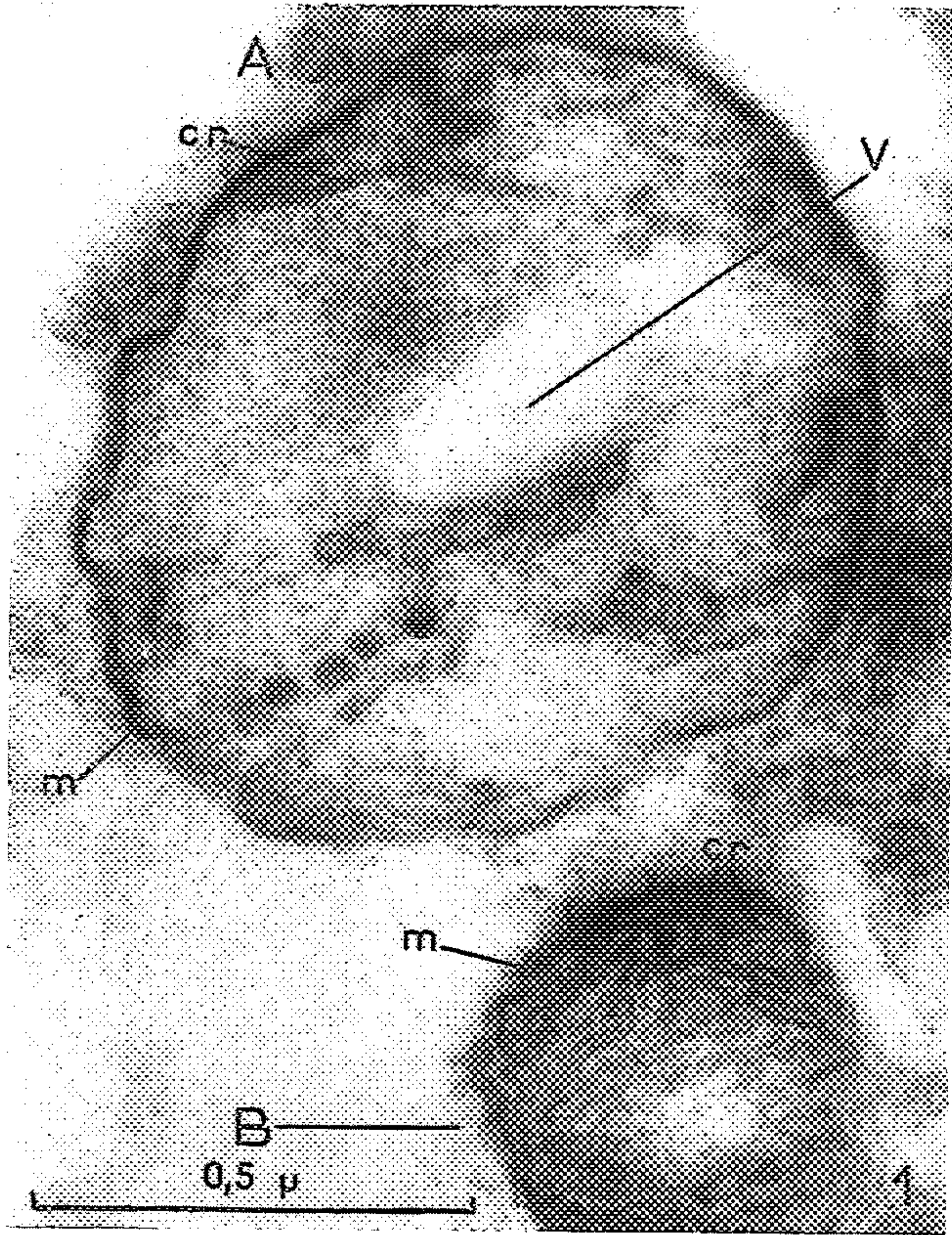
Mais l'évolution est parfois différente. En effet, certains éléments ne possèdent pas de vésicules (*fig.* 6) ; toujours entourés d'une double membrane, ils sont constitués par une masse de stroma presque homogène, renfermant quelques crêtes à la périphérie et des gouttelettes lipidiques osmiophiles; ce sont des leucoplastes simples. Leur forme est identique à celle des précédents, mais leur taille est plus faible (1,30 à 1,40 μ × 0,65 à 0,70 μ).

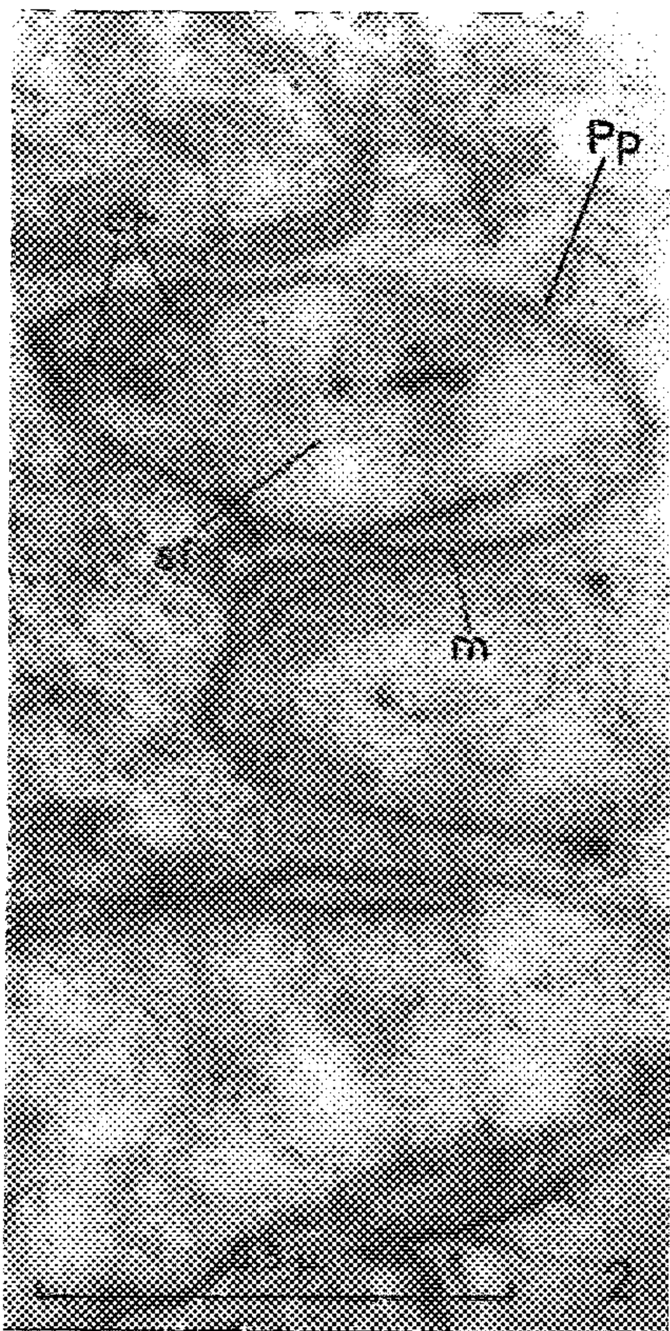
Il est fréquent de rencontrer des organites que leur structure ne permet pas de déterminer comme véritables mitochondries ou comme proplastes encore indifférenciés (*fig.* 7); cette incertitude évoque une parenté de structures de ces deux types d'éléments dans les cellules les plus méristématiques.

Nous avons également observé, dans le cytoplasme, la présence d'appareils de Golgi et de structures ergastoplasmiques, récemment décrits par Buvat.

En conclusion, dans le méristème radiculaire de *Lens culinaris* L. les leucoplastes, simples ou amylifères, peuvent se former à partir d'une lignée de constituants figurés de taille parfois identique aux mitochondries et aux chondriocontes (*fig.* 2 et 7), mais souvent un peu plus volumineux et reconnaissables, dès les zones les plus méristématiques, par des différences quantitatives dans l'abondance du substrat fondamental et dans la densité des crêtes. Ces différences indiquent l'indépendance génétique des plastes et des mitochondries, mais leur caractère quantitatif montre la parenté biochimique et structurale de ces deux lignées.

PLANCHE I.





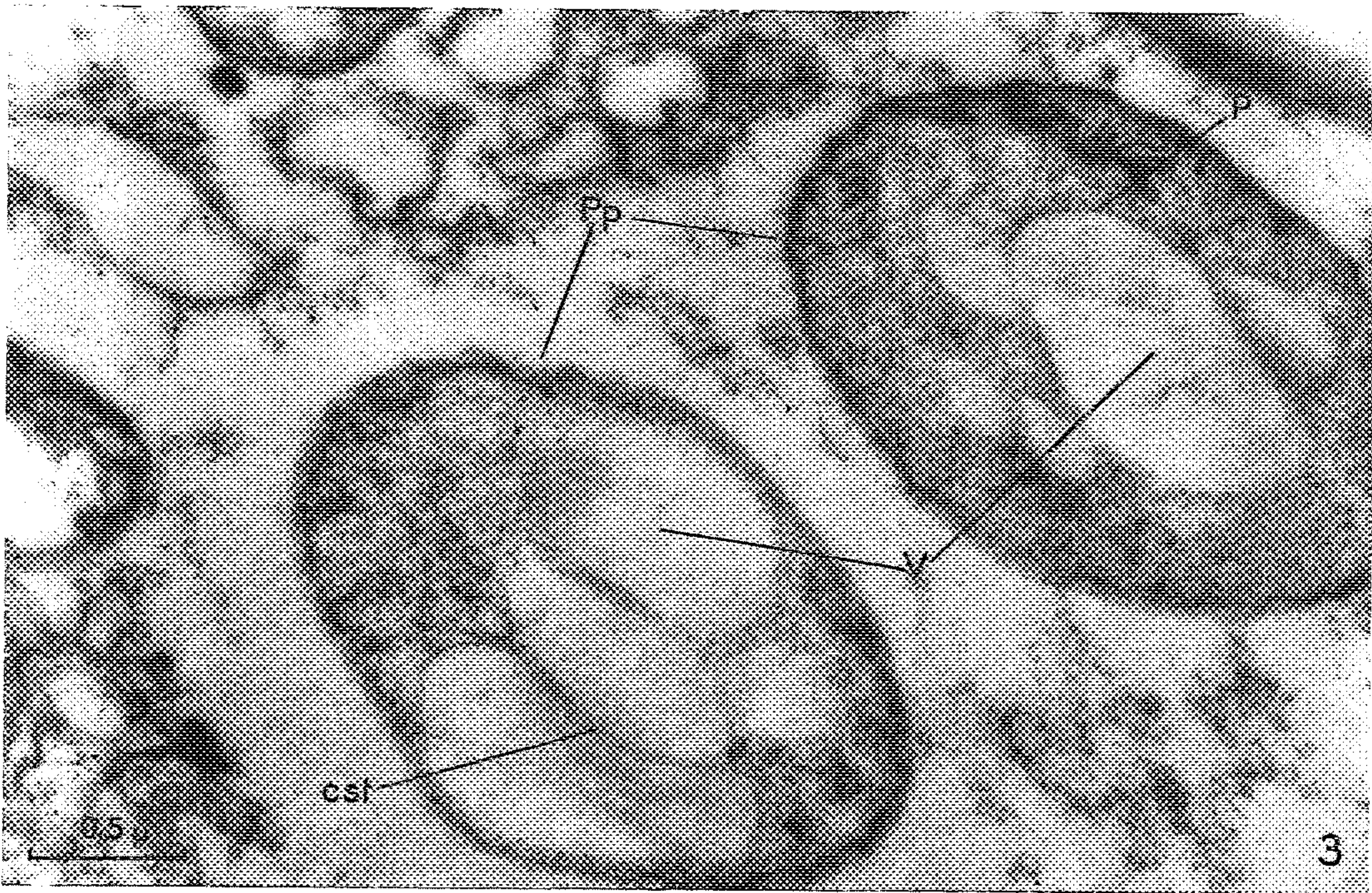
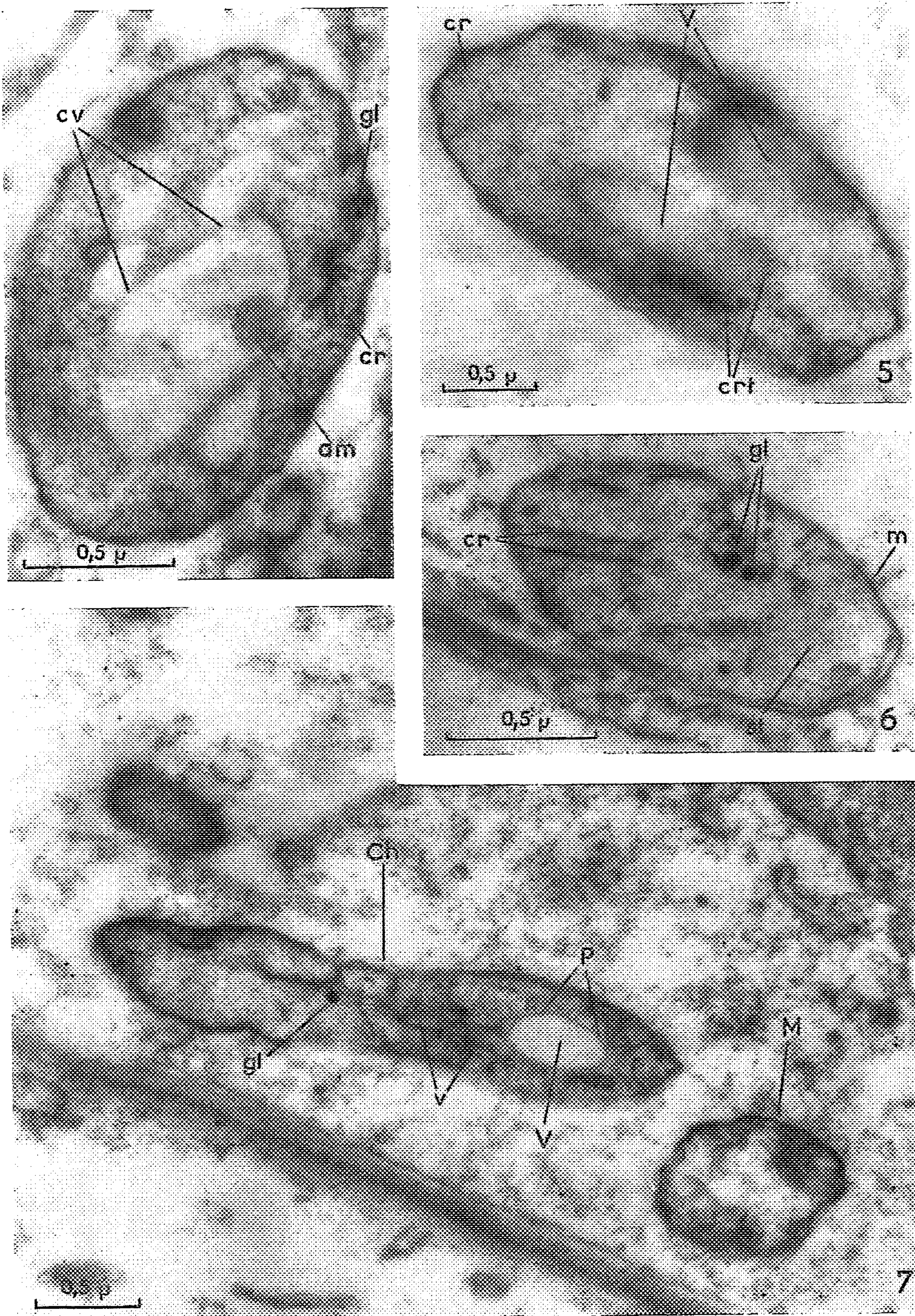


PLANCHE II.



EXPLICATION DES FIGURES.

Fig. 1. — A. Proplaste entouré d'une double membrane (m) renfermant des crêtes rares à la périphérie (cr) et une vésicule (v). B. Mitochondrie sphérique, bordée d'une double membrane (m) et renfermant de très nombreuses crêtes (cr).

Fig. 2. — Jeune proplaste (Pp) de taille identique aux mitochondries entouré d'une double membrane (m); les crêtes (cr) sont localisées à la périphérie, une plus forte quantité de substance fondamentale (sf) occupe la partie centrale.

Fig. 3. — Deux proplastes (Pp) avec de grosses vésicules (V) limitées par une simple paroi osmiophile (p) et séparées entre elles par de minces couches stromatiques (cst).

Fig. 4. — Jeune amyloplaste; un grain d'amidon (am) se différencie dans la plus grande de ses vésicules; à droite, quelques crêtes (cr) et des gouttelettes lipidiques (gl); quelques communications s'établissent entre les vésicules (cv).

Fig. 5. — Amyloplaste pourvu de deux vésicules amylifères (V); quelques crêtes (cr) se distinguent à la périphérie, et d'autres, tubulaires (crt) sont sectionnées autour de la vésicule amylifère de droite. On voit bien, à l'extrémité inférieure, l'origine de ces crêtes à partir de la lamelle interne de la double paroi.

Fig. 6. — Leucoplaste bordé d'une double membrane (m) montrant un abondant stroma (st) pourvu de quelques crêtes (cr) et de deux grosses gouttelettes lipidiques (gl).

Fig. 7. — Chondrioconte (Ch) se transformant en leucoplaste; à l'intérieur une série de vésicules (v) se forment; à l'extrémité une grosse vésicule (V), limitée par une paroi très osmiophile (p); des gouttelettes lipidiques (gl) sont reconnaissables; à droite, une mitochondrie (M).

(*) Séance du 17 février 1958.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryologie des Crassulacées. Développement de l'embryon chez le* Sedum dasyphyllum *L.* Note de M. **André Lebègue**, présentée par M. René Souèges.

L'embryogénie du *Sedum dasyphyllum* permet d'établir comment les caractères tirés de la précocité de la différenciation hypophysaire, de l'édification du suspenseur et des particularités de l'haustorium micropylaire permettent de comparer entre eux les genres et les espèces de la famille des Crassulacées, dont l'étroit voisinage avec la famille des Saxifragacées a été souligné.

Les Crassulacées se distinguent surtout des Saxifragacées par la succulence de leurs organes végétatifs et par l'indépendance de leurs carpelles. Ces critères n'ont point une valeur absolue puisqu'on les rencontre occasionnellement dans la seconde famille. Du point de vue embryologique, les Crassulacées et les Saxifragacées offrent aussi plus d'un caractère commun. Si l'on se réfère, d'une part à l'embryogénie du *Saxifraga granulata* L., publiée par R. Souèges en 1936, ainsi qu'aux études que nous avons effectuées sur 17 espèces herbacées de la famille (1), (2), et, pour les Crassulacées, d'autre part, aux investigations de R. Souèges sur le *Sedum acre* L. et de P. Crété sur le *Cotyledon Umbilicus* L. (3), (4), on remarque

que les différences essentielles entre les deux groupes tiennent aux destinées des régions hypophysaires et suspensoriales de l'embryon. Toutefois on ne saurait établir des conclusions générales sur le seul examen de ces deux derniers exemples, d'autant que J. Mauritzon suggère la possibilité de variations embryologiques, concernant précisément l'hypophyse et le suspenseur, dans la famille des Crassulacées et même au sein du genre *Sedum* ([5]). Pour préciser la nature et l'étendue de ces variations, j'ai suivi l'embryogenèse du *Sedum dasyphyllum* L., espèce montagnarde récoltée en station naturelle grâce à M. l'Ingénieur Général H. de Leiris.

Le blastomère supérieur *ca* du proembryon bicellulaire est seul à l'origine du corps embryonnaire et de la majeure partie du suspenseur. Une bipartition verticale le partage en deux éléments superposés *cc* et *cd* (*fig.* 1 à 3). Le supérieur, *cc*, prend une cloison verticale, tandis que la paroi établie dans *cd* est à direction horizontale. Il se constitue ainsi une tétrade seconde de la catégorie A_2. Puis des quadrants et des octants s'organisent à partir de *cc* (*fig.* 4 à 13). Souvent, comme en 6, la bipartition de *cd* est tardive. L'équipollence des blastomères *cc* et *cd* n'est fréquemment pas conservée, au bénéfice de l'élément apical (*fig.* 8, 12 et 16). Accidentellement se remarquent des tétrades linéaires (*fig.* 28 et 29). Le corps embryonnaire se développe à partir des octants *l* et *l'* d'une manière semblable à celle qu'on constate chez les Crucifères et les Saxifragacées. L'octant supérieur, *l*, donne la région cotylée *sensu lato*. Une paroi verticale sous-épidermique y sépare des éléments externes qui seront à l'origine de la majeure partie des méristèmes cotylédonaires (*fig.* 20 et 21). Des éléments latéraux, engendrés par les blastomères voisins de l'axe, peuvent aussi contribuer à la formation des cotylédons. Les cellules proches de l'axe donnent le point végétatif (*fig.* 24 à 27). Les octants inférieurs *l'* forment l'axe hypocotylé. — Le blastomère *cd* engendre deux éléments superposés *m* et *ci* (*fig.* 5 et 8). En règle générale, *m* se convertit en une hypophyse véritable que partage une cloison en verre de montre (*fig.* 14 à 16, 21 et 26), mais parfois oblique comme en 20. Les initiales de position de l'écorce au sommet radiculaire se disposent en deux étages cellulaires, ce qui était jusqu'à présent reconnu comme particulier au genre *Saxifraga* (*fig.* 25 à 27). — L'élément inférieur *ci* de la tétrade seconde subit d'abord une bipartition (*fig.* 7, 9 à 21), puis un second cloisonnement vertical, perpendiculaire au précédent. La direction des parois est parfois oblique.

La cellule basale *cb* du proembryon bicellulaire forme immédiatement une vésicule haustoriale. Elle gagne d'abord le nucelle puis, à partir d'une dilatation en forme d'ampoule, localisée hors du sac embryonnaire au contact des téguments, elle émet de longs suçoirs tentaculaires que les dessins exécutés sur des coupes sériées ne peuvent représenter que de façon fragmentaire (*fig.* 16), et qui s'insinuent dans les files de cellules tégumentaires qu'ils désorganisent. Parallèlement, son noyau grossit puis s'hypertrophie. Souvent il se lobe et peut, plus rarement, se fragmenter. Ce noyau demeure habituellement dans la région de l'haustorium située à l'intérieur du sac embryonnaire. Sa migration dans l'ampoule d'où partent les suçoirs est anormale et amène sa dégénérescence (*fig.* 13 et 21). Il ne gagne jamais les suçoirs, contrairement à ce qui a été constaté chez le *Cotyledon*.

Comparée à celle des deux espèces précédemment examinées dans la famille, l'embryogénie du *Sedum dasyphyllum* fait apparaître plusieurs particularités nouvelles. Tout d'abord, l'hypophyse s'organise à partir

de la cellule moyenne *m* de la tétrade seconde. Elle est moins précoce, d'une génération, chez le *Sedum acre*. Le *Sedum dasyphyllum* apparaît ainsi l'homologue, dans la seconde période du système embryogénique, de l'*Œnothera* dans la première. D'autre part, on constate l'édification précoce

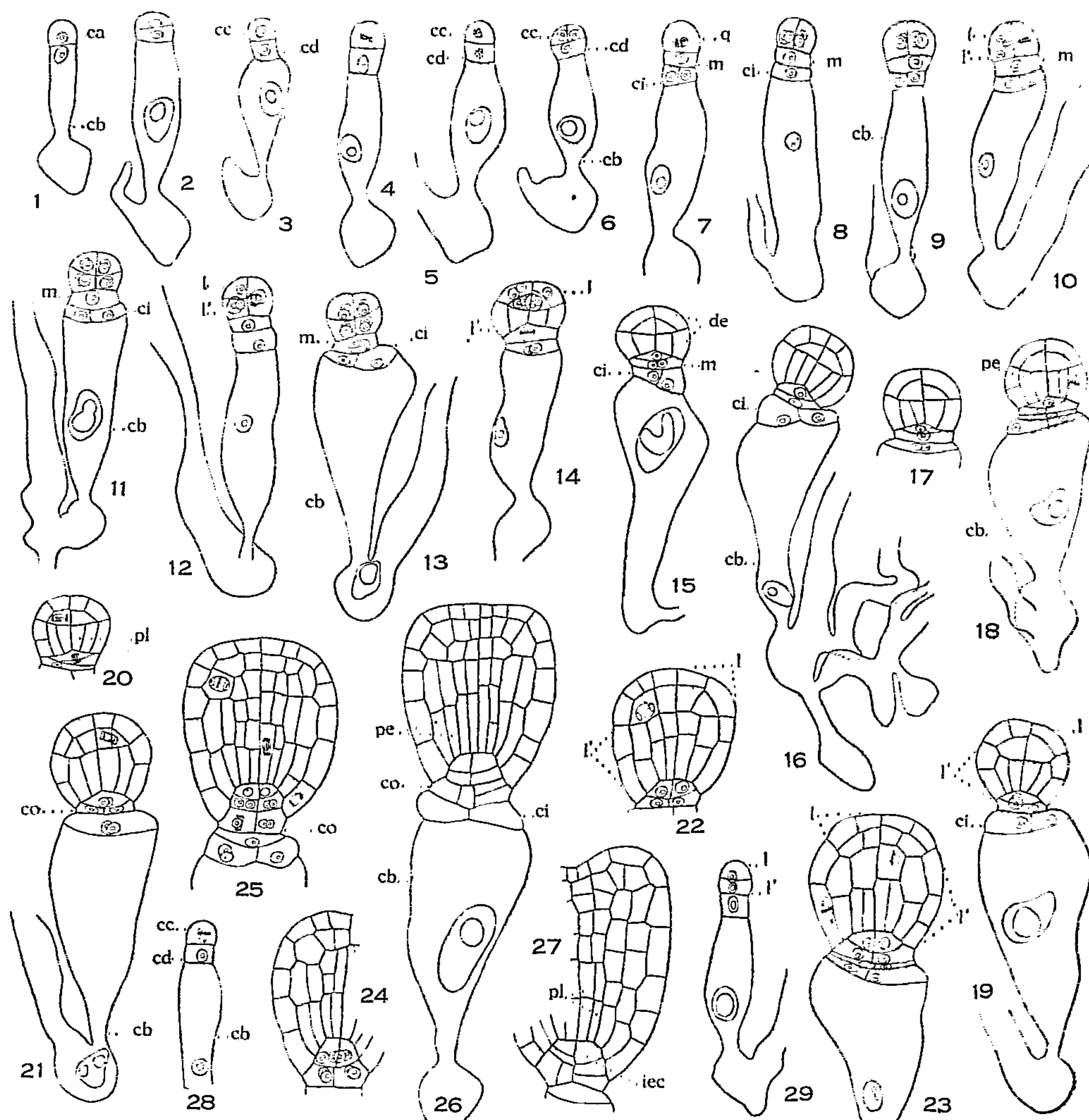


Fig. 1 à 29. — *Sedum dasyphyllum* L. — Embryogenèse. *ca* et *cb*, cellules apicale et basale du proembryon bicellulaire; *cc* et *cd*, cellules filles de *ca*; *m* et *ci*, cellules filles de *cd*; *q*, quadrants; *l* et *l'*, octants supérieurs et inférieurs; *de*, dermatogène, *pe*, périblème; *pl*, plérome; *iec*, initiales de l'écorce au sommet radiculaire; *co*, coiffe. (G × 310).

de deux étages cellulaires dans la portion terminale de l'écorce de la racine. Enfin, le noyau de l'haustorium demeure généralement dans la cellule basale *cb*; sa migration au dehors est anormale et il n'a jamais été constaté, même fragmenté, dans les suçoirs. Les modalités d'édification du corps embryonnaire apparaissent, chez les Crassulacées, régulières et identiques.

Les différences rencontrées portent sur l'hypophyse, le suspenseur et l'haustorium. Elles pourront être mises utilement à profit pour comparer entre eux les genres et les espèces de la famille.

Si l'on rapproche, enfin, les types embryonomiques des Crassulacées et des Saxifragacées, on remarque que la seule différence concerne les destinées de la cellule basale *cb*. Chez les Saxifrages, par exemple, cet élément, renflé, se cloisonne et n'émet pas de suçoirs. C'est, semble-t-il, le seul critère permettant de distinguer les embryons de l'une ou l'autre famille, dont l'Embryologie comparée souligne l'étroit voisinage.

(1) R. Souèges, *Comptes rendus*, 202, 1936, p. 240.
(2) A. Lebègue, *Ann. Sc. nat. Bot.*, 11e série, 13, 1952, p. 113.
(3) R. Souèges, *Comptes rendus*, 181, 1925, p. 521 et *Bull. Soc. bot. Fr.*, 74, 1927, p. 234; 83, 1936, p. 13 et 317.
(4) P. Crété, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 1311 et 1454.
(5) J. Mauritzon, *Studien über die Embryologie der Familien Crassulaceæ und Saxifragaceæ*, Lund, 1933.

GÉNÉTIQUE VÉGÉTALE. — *Sur la réversion provoquée des souches s^S en souches s chez* Podospora anserina. Note de Mlle **Janine Schecroun**, présentée par M. Roger Heim.

La transformation d'une souche s^S en souche *s* sous l'influence d'une souche *s* ne se produit que par contact cytoplasmique. Une seule anastomose suffit à déclencher la transformation qui se propage à l'intérieur des filaments. L'hypothèse d'une multiplication de particules dans la souche s^S pourrait expliquer les modalités de cette progression.

Les souches *S* et *s* de *Podospora anserina* ne diffèrent que par un gène. Lorsqu'on les confronte, elles forment entre elles un barrage qui ne s'oppose pas à leur croisement. Dans la descendance de celui-ci, il apparaît régulièrement, à la place des souches *s* attendues, des souches d'un type nouveau : s^S qui, contrairement aux souches *s*, ne donnent pas de barrage avec *S* (1).

L'apparition de ce caractère nouveau a été interprétée de la manière suivante : les souches s^S possèdent le gène *s*, mais leur cytoplasme a été modifié, sous l'action du gène *S*, au cours du développement de l'asque, siège de la fusion des noyaux et de la méiose. Le caractère s^S est stable au cours de la croissance, mais subit, avec une certaine fréquence, une réversion spontanée vers l'état *s*. Cette réversion peut être provoquée : si une souche s^S entre en contact avec une souche *s*, elle acquiert rapidement les propriétés de celle-ci; la transformation débute dans la zone de contact et s'étend progressivement à tout le mycélium. Dans de telles confrontations, il s'établit des anastomoses, c'est-à-dire des contacts cytoplas-

miques entre les deux souches. Par ailleurs la réversion ne résulte pas d'une migration de noyaux *s* dans la souche s^S (*loc. cit.*).

On pouvait se demander si les anastomoses sont nécessaires au déclenchement de la transformation ou si ce phénomène peut se produire par l'intermédiaire du milieu. Par ailleurs, l'étude du mode de progression de cette transformation, la connaissance de facteurs capables de la modifier pouvaient peut-être renseigner sur le mécanisme, ou même sur la nature du phénomène. Dans ce but, différents types d'expériences ont été réalisés, dont voici le principe et les résultats essentiels.

Pour savoir si les anastomoses sont nécessaires au déclenchement de la transformation, il faut pouvoir suivre le phénomène à l'échelle du filament. La technique de micromanipulation permet de cultiver des filaments individuels, assez longs et peu ramifiés, dans des microgouttes dans la chambre à huile. Dans deux microgouttes voisines, communiquant par un mince couloir liquide, on isole respectivement un filament *s* et un filament s^S : en s'allongeant dans ce couloir, les deux filaments s'entrecroisent ou se longent sur une certaine distance, parfois étroitement appliqués l'un contre l'autre et finissent le plus souvent par s'anastomoser. Un sectionnement précis permet à tout instant d'éliminer totalement le filament *s* et de découper le filament s^S en fragments dont les positions respectives et la longueur sont notées. Chaque fragment, isolé dans une goutte différente, redonne une nouvelle culture dont on éprouve les propriétés. Les résultats sont les suivants :

— Quand il n'y a pas eu d'anastomose avec le filament *s*, le filament s^S n'est jamais transformé, aussi solide et prolongé qu'ait été le contact;

— Au contraire, toute anastomose déclenche la réversion qui se propage de manière continue depuis le point d'anastomose;

— Une fois commencée, la transformation s'étend à tout le filament et à ses ramifications, y compris celles qui se sont formées pendant la durée de l'expérience. Il en est de même si l'on a éliminé le filament *s* dès le début de la transformation.

Il apparaît donc que seule une anastomose, c'est-à-dire un contact cytoplasmique, peut provoquer la transformation; il apparaît aussi qu'une seule anastomose suffit à provoquer la transformation de tout un mycélium.

La vitesse de transformation est difficilement mesurable par la technique précédente, car on ne connaît pas le moment précis du contact cytoplasmique. Mais on peut la mesurer de la façon suivante : deux souches, *s* et s^S sont cultivées dans une boîte de Pétri de manière que leur contact se réalise au même moment sur une certaine longueur (3-4 cm par exemple). Sur cette distance, des anastomoses à peu près simultanées se font, et il s'établit sur la souche s^S un « front de réversion » qui s'éloigne de plus en plus de la ligne de contact. On peut à tout instant déterminer la position

de ce front en prélevant à des endroits précis des semis et en éprouvant par confrontation avec S les cultures qui en sont issues. On constate que :

— la vitesse de transformation dépend étroitement de la température : à 4° elle n'est que de 0,05 cm/jour, mais passe à 2-3 cm/jour à 18°, 4-5 cm/jour à 24° et atteint 7 cm/jour à 28°. Ceci dans le cas où les deux souches sont disposées de manière que les filaments principaux de la culture s^S soient perpendiculaires à la ligne de contact s/s^S;

— si les filaments principaux sont parallèles à la ligne de contact, la vitesse n'est plus que de 1,35 mm/jour à 18°, 3 mm/jour à 24°, 4,15 mm/jour à 28°. (Le Q_{10} est le même dans les deux cas). Pour une même distance mesurée sur la culture, le chemin parcouru par la transformation est différent suivant la direction considérée : il est plus direct le long des filaments principaux qu'à travers les filaments secondaires de la culture. Mais la seule différence de trajet ne suffit pas à expliquer une telle différence de vitesse.

D'autre part, cette vitesse est beaucoup plus faible quand la transformation progresse dans un mycélium âgé de plus d'une dizaine de jours. Dans une même culture, la vitesse de transformation décroît à mesure que le mycélium vieillit. Enfin, la nature et la quantité de milieu nutritif semblent également influencer cette vitesse.

Dans ces expériences, l'état s ou s^S d'un point d'un mycélium est déterminé d'après l'état de la culture issue du semis prélevé. Étant donné le caractère rapidement envahissant de la transformation, il suffirait qu'un seul filament (sur les quelques centaines prélevés) soit réversé pour que le test global indique la transformation. En éprouvant des filaments individuels, on constate, en effet, qu'ils ne conduisent pas tous à des souches transformées, du moins au début de la progression du phénomène. A une distance donnée de la ligne de contact s/s^S, la fréquence des filaments transformés augmente avec le temps jusqu'à 100 %, d'une manière approximativement exponentielle.

L'ensemble de ces résultats montre clairement que la transformation d'une souche s^S n'est déclenchée que par contact cytoplasmique avec une souche s et se propage à l'intérieur des filaments. Quant à la nature de ce phénomène, de nouvelles expériences sont nécessaires pour la préciser. Toutefois, si l'on admettait que la réversion résulte de la multiplication dans la souche s^S de particules apportées par la souche s, on expliquerait aisément certains faits comme la variation de la vitesse de transformation suivant l'orientation des filaments, ou le mode d'accroissement du nombre de filaments transformés en fonction du temps.

(1) G. Rizet, *Rev. Cytol. et Biol. Vég.*, 13, 1952.

BIOCHIMIE VÉGÉTALE. — *Formation et évolution des anthocyannes au cours de la maturation du raisin.* Note de M. **Pascal Ribéreau-Gayon**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

1. V. vinifera (*Merlot*). — Nos travaux antérieurs ([1]), ([2]), ([3]) ont montré que les principales substances constituant la matière colorante des raisins rouges de cette espèce sont les monoglucosides du delphinidol, du malvidol et du pæonidol (la nature des noyaux latéraux des molécules qui constituent les différences chimiques entre ces corps est rappelée dans le tableau). A ces substances, il faut ajouter quelques traces de monoglucoside du cyanidol (2 OH libres sur le noyau latéral) dont nous ne tiendrons pas compte quantitativement, bien que cette substance ait sans doute une grande importance du point de vue de la biogenèse des anthocyannes; on peut penser, en effet, que toutes les anthocyannes se forment à partir du cyanidol ([4]). Enfin, ces raisins renferment des substances jusqu'à maintenant non identifiées; nous venons de constater qu'il s'agit de monoglucosides du malvidol sur lesquels sont estérifiés des acides cinnamiques.

Les résultats de l'étude de l'évolution de ces pigments au cours de la maturation du raisin à l'aide des méthodes précédemment décrites ([1]), ([3]) sont rassemblés dans un tableau. Ils peuvent s'interpréter par l'existence de deux phénomènes successifs :

1° formation du delphinidol (dérivé non méthylé) probablement à partir du cyanidol;

2° méthylation du delphinidol qui passe à l'état de pétunidol, puis de malvidol.

On observe donc la résultante de ces deux phénomènes qui se recouvrent partiellement et finalement les variations qu'on saisit ne sont pas très importantes bien que suffisantes pour saisir ces deux phénomènes. La formation du dérivé du pæonidol peut être considérée comme provenant d'une méthylation directe du cyanidol avant sa transformation en delphinidol.

On constate que lorsque la synthèse des anthocyannes est rapide, le pourcentage du delphinidol augmente; par contre, lorsque la synthèse se ralentit il y a méthylation du delphinidol et c'est le malvidol qui augmente. Le pétunidol, terme intermédiaire, est la substance qui reste la plus constante au cours de la maturation. D'autre part, entre le 28 septembre et le 14 octobre, une période de synthèse intense et tardive correspond à une période de forte insolation; nous avons constaté par ailleurs ([7]), en faisant varier les facteurs climatiques, que l'insolation a une très grande influence sur la synthèse des anthocyannes des raisins

qui est, par contre, sans liaison apparente avec l'humidité et la température.

Formation et évolution des anthocyannes au cours de la maturation du raisin.

Date des prélèvements.	Conditions climatiques. Insolation (a).	Humidité (b).	Température (c).	Matière colorante totale (d).	Dérivés du Delphinidol (e). (OH, OH)	Pétunidol (e). (OCH$_3$, OH)	Malvidol (e). (OCH$_3$, OCH$_3$)	Pæonidol (e). (OCH$_3$)
			V. Vinifera (Merlot) (région bordelaise).					
12 sept....				0,292	18,1	12,3	57,9	11,7
	2	9,1	21–10					
19 »				0,450	19,8	15,9	55,5	8,8
	2,4	11,4	24–13					
28 »				0,475	12,2	12	68,9	6,9
	4	0,9	18– 4					
14 »				1,190	17,9	11,8	57,8	12,5
			V. Vinifera (Californie, U. S. A.).					
Échantillon nº 1 (Cabernet-Sauvignon)..........					5,2	4,4	90,4	0
» nº 2 (Zinfandel)..................					4,2	6,7	89,1	0

(a) Moyenne pour la période considérée de coefficients empiriques attribués à chaque jour et compris entre 0 et 4.
(b) Chute totale de pluies.
(c) Moyennes des températures journalières maxima et minima.
(d) Densité optique des macérations de pellicules effectuées avec un mode opératoire constant.
(e) Pourcentage de la densité optique de chaque substance par rapport à la densité optique totale.

Les conditions climatiques ayant un rôle important sur la formation, et par conséquent sur l'évolution des anthocyannes, il est sans doute possible que soit réalisée dans des conditions favorables la méthylation totale, ou presque, du delphinidol. Bien que l'influence d'un facteur génétique ne soit pas exclue, on peut interpréter ainsi les résultats obtenus avec des raisins de la même espèce provenant de Californie [5] (*voir* tableau). Pour ces raisins les anthocyannes sont qualitativement à peu près identiques à celles des raisins français de *V. vinifera* [qui ont tous la même matière colorante [2]], mais le dérivé le plus méthylé est beaucoup plus abondant par rapport aux dérivés les moins méthylés. Ceci n'a jamais été observé pour de nombreux échantillons de raisins de la même espèce cultivés en France et étudiés au cours de plusieurs années.

2. *Hybride franco-américain Seyve-Villard* 18.315. — On sait [2] que pour ce cépage les anthocyannes se trouvent sous forme de monoglucosides et de diglucosides des mêmes anthocyanols. Nous avons observé pour la glucosidification un phénomène analogue à celui décrit pour la méthylation, c'est-à-dire la formation de monoglucosides qui se transforment

ensuite en diglucosides. Par contre, l'insolation semble moins nécessaire à cette espèce plus vulgaire pour synthétiser ses anthocyannes; la synthèse a été importante entre le 19 et le 28 septembre, date à laquelle elle a atteint son maximum malgré une insolation assez faible.

Enfin, on a observé la transformation totale des anthocyannes en diglucosides pour un échantillon de *V. rotundifolia* en provenance de Georgie (U. S. A.) (6); ce phénomène n'a jamais été rencontré, au cours de plusieurs années d'observations, sur un grand nombre de cépages différents cultivés en France.

(1) J. et P. Ribéreau-Gayon, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2114 et 2138.
(2) P. Ribéreau-Gayon, P. Sudraud et P. M. Durquety, *Rev. Gén. Bot.*, 62, 1955, p. 667.
(3) P. Ribéreau-Gayon et P. Sudraud, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 233.
(4) T. R. Seshadri, *Ann. Rev. Biochem.*, 20, 1951.
(5) Échantillon fourni par M. le Professeur Olmo, Université de Californie, U. S. A.
(6) Échantillon fourni par M. K. T. Holley, Georgia Experiment Station, U. S. A.
(7) P. et G. Ribéreau-Gayon (travail en cours de publication).

(*Station agronomique et œnologique de Bordeaux.*)

PHYTOPATHOLOGIE. — *Production d'enzymes pectiques adaptatives et de polyphénoloxydase par le* Stereum purpureum *Pers.* Note de M. **Christian Grosclaude**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Le *Stereum purpureum* est capable de sécréter d'une façon adaptive des enzymes pectiques (pectine-estérase et polygalacturonase) ainsi qu'une enzyme polyphénoloxydase.

Le *Stereum purpureum* est l'agent responsable d'une affection connue sous le nom de « plomb ». Cette maladie qui se rencontre sur un grand nombre d'espèces végétales ligneuses, est caractérisée extérieurement par l'aspect métallique des feuilles.

Anatomiquement cet aspect plombé correspond à la dissociation de certains tissus, la cuticule se détachant de l'épiderme, l'épiderme du tissu palissadique, les cellules de ce parenchyme pouvant elles-mêmes s'isoler les unes des autres. Entre les méats ainsi formés s'introduit de l'air, ce qui provoque l'illusion d'un changement de teinte dans des organes où la chlorophylle n'est pas altérée.

L'une des causes supposées de cette désagrégation des tissus fait intervenir l'action des enzymes pectiques sur la membrane mitoyenne des cellules; aussi nous a-t-il semblé intéressant d'étudier la physiologie du Champignon responsable, sous l'angle de la production de ces enzymes, sans toutefois préjuger de relations entre les deux phénomènes.

Accessoirement nous avons été amené à élargir nos travaux à la polyphénoloxydase.

1. *Enzymes pectiques.* — Les travaux déjà anciens de Mayo [1] avaient permis de mettre en évidence des enzymes pectiques dans des extraits de mycélium ou de fructifications. Cependant, la méthode utilisée était assez grossière et les résultats obtenus pouvaient difficilement être retenus.

Pour notre part, nous avons cultivé le Champignon sur un milieu liquide [2] contenant de la pectine comme source de carbone. Au bout de 40 jours de croissance, nous recueillons le filtrat des cultures, sur lequel nous réalisons les tests suivants :

a. adjonction d'éthanol qui forme un gel en présence de pectine (test de la polygalacturonase);

b. évaluation colorimétrique du méthanol libéré (test de la pectine-estérase) [3];

c. test chromatographique du filtrat (pour mise en évidence de l'acide galacturonique).

Ces tests nous permettent de conclure que la pectine n'existe plus dans les filtrats de culture. Ceux-ci se sont par contre fortement enrichis en méthanol. (Les témoins constitués par du milieu nutritif non inoculé n'ont accusé que des traces de méthanol provenant de la déméthylation spontanée de la pectine.) L'acide galacturonique est présent en quantité minime dans les filtrats.

Le Champignon, grâce à ses enzymes pectiques, a donc utilisé la pectine; le méthanol libéré s'est accumulé dans le milieu nutritif, tandis que l'acide galacturonique a été métabolisé, au moins en partie.

Si l'on fait agir le filtrat de culture sur une solution de pectine, on peut vérifier par titration alcalimétrique et par adjonction d'éthanol que ce filtrat contient encore des enzymes pectiques. L'acide galacturonique décelable par chromatographie apparaît au bout d'un certain temps dans le mélange.

En revanche, nous n'avons pas pu mettre en évidence d'enzymes pectiques en quantité appréciable à partir de cultures où le saccharose remplaçait la pectine comme source de carbone.

L'aptitude à produire ces enzymes est donc de nature adaptative.

2. *Polyphénoloxydase.* — Des tests simples, consistant à incorporer du gaïacol dans des milieux de culture gélosés, révèlent la sécrétion de cette enzyme par le Champignon au fur et à mesure de sa croissance.

(1) J. K. Mayo, *New Phytol.*, 24, 1925, p. 162.

(2) H. J. Phaff, *Arch. Biochem.*, 1947, p. 13-67.

(3) P. Jacquin et J. Tavernier, *Ann. Techn.*, 2, 1953, p. 113.

PHYSIOLOGIE. — *Action des boissons alcoolisées sur le rendement reproducteur du Rat.* Note de Mme **Paule Aschkenasy-Lelu** (1), présentée par M. Robert Courrier.

La consommation prolongée de boissons alcoolisées n'a pas empêché la reproduction ni la lactation chez la Ratte. Mais une forte mortalité est apparue dans la progéniture pendant les premiers jours de vie extra-utérine. Elle a été plus accentuée chez les rats au vin que chez ceux à l'alcool.

Dans le but d'étudier le comportement de la descendance de rats alcoolisés, nous avons fait se reproduire des parents consommant comme boisson, pour un même régime alimentaire, soit de l'eau, soit une boisson alcoolisée.

Méthode. — Les rats utilisés appartenaient à la souche de notre laboratoire (dérivée de Wistar), dont la performance reproductrice s'est toujours montrée satisfaisante depuis des années. Les parents, mâles et femelles issus de plusieurs portées (frères et sœurs et cousins germains) recevaient, depuis huit mois, un régime de biscuits commerciaux pour rats, additionné de légumes frais chaque semaine. Pour éviter l'interaction possible de certaines vitamines (B_{12}) avec les effets des boissons alcoolisées, ces rats n'ont jamais reçu de viande ou de foie frais, suppléments habituels des reproducteurs. Les animaux, gardés dans une pièce à 23°, comportaient trois groupes recevant respectivement comme boisson, soit de l'eau (2), soit une solution alcoolique à 10° (3), soit du vin à 10° (4).

Les mâles consommaient en moyenne 20 ml par jour de ces boissons et les femelles 15 ml. Seules les rattes en préœstrus le matin étaient mises au mâle le soir, la présence de spermatozoïdes étant vérifiée le lendemain matin sur les frottis. Le même régime, aliment et boisson, a été administré pendant toute la durée de la gestation et de la lactation.

Résultats. — Comme l'indique le tableau ci-après, nous avons obtenu, au sevrage : 22 petits à l'eau (à partir de 8 mères), mais seulement 12 petits à l'alcool (à partir de 10 mères) et 5 au vin (à partir de 10 mères).

1. Le rendement reproducteur des témoins est relativement faible, ce qui s'explique peut-être à la fois par la saison (novembre-décembre), l'âge des animaux (9 mois) et le régime non additionné en foie frais.

2. Presque toutes les femelles gestantes, à l'eau ou aux boissons alcoolisées, mettent bas le 23e jour; elles ont toutes des nouveau-nés vivants.

Chez une ratte à l'alcool et chez deux au vin, il y a eu résorption apparente des fœtus, ainsi qu'en a témoigné la courbe de poids de ces animaux qui, après une ascension caractéristique, est redescendue brusquement à son niveau antérieur, sans qu'il y eut de naissances.

Rendement reproducteur de rattes recevant de l'eau ou une boisson alcoolisée.

	Eau.	Alcool (10°).	Vin (10°).
Nombre de ♀	8	10	10
Sans œstrus	1	1	2
Mises au ♂	7	9	8
Présence de spermatozoïdes	4	6	3
Résorptions apparentes	0	1	2
♀ avec nouveau-nés vivants	3	4	3
Nombre de nouveau-nés vivants à la naissance	23 { 9 ♂, 14 ♀	24 { 10 ♂, 14 ♀	19 { 8 ♂, 11 ♀
Nombre moyen de petits par portée	8,3	6,0	6,3
» de petits vivants au 5ᵉ jour	22 { 8 ♂, 14 ♀	12 { 6 ♂, 6 ♀	6 { 4 ♂, 2 ♀
» de petits vivants au sevrage (30ᵉ jour)	22 { 8 ♂, 14 ♀	12 { 6 ♂, 6 ♀	5 { 4 ♂, 1 ♀
Décès	1 sur 23	12 sur 24	14 sur 19
Sexe des décédés	1 ♂	4 ♂ et 8 ♀	4 ♂ et 10 ♀

3. Entre le 1ᵉʳ et le 5ᵉ jour de vie extra-utérine, une forte mortalité s'est manifestée parmi les nouveau-nés aux boissons alcoolisées et surtout parmi ceux au vin. Cette mortalité intéressait relativement plus les femelles que les mâles dans le groupe au vin (4 décès sur 8 parmi les mâles, 10 décès sur 11 parmi les femelles), alors qu'elle était à peu près semblable pour les deux sexes dans le groupe à l'alcool (4 mâles sur 10 et 8 femelles sur 14). Les décès n'étaient pas dus à l'inanition comme l'indiquait la présence de lait dans l'estomac, mais apparemment plutôt à des troubles circulatoires attestés par une cyanose des extrémités (museau et pattes), constatée avant le décès. Les morts ne présentaient pas de malformations apparentes. Dans une seule portée ils ont été mangés par la mère (ratte au vin).

4. Entre le 5ᵉ jour et le sevrage (30ᵉ jour), il n'y eut qu'un seul décès (une femelle au vin); la lactation était donc satisfaisante.

Les poids des jeunes à la naissance sont difficiles à comparer car les différentes portées n'étaient pas constituées par un nombre identique de petits, ni par des proportions équivalentes de mâles et de femelles. Ils oscillaient autour de 5 g (4,7-5,5 g), ce qui est le poids moyen des nouveau-nés de notre élevage. Il a été également difficile d'interpréter les courbes de croissance des jeunes pendant la lactation, étant donné que les portées n'avaient pas été égalisées à la naissance, pour ne pas réduire davantage le nombre déjà très restreint de nouveau-nés survivant dans les groupes alcoolisés.

(1) Avec la collaboration technique de Mlle Geneviève Goron (C.N.R.S.).

(2) Eau du robinet.

(3) Préparée à partir d'un alcool absolu pur pour analyses.

(4) Préparé à partir d'un vin rouge 11°, de consommation courante dans une grande ville, mais de bonne qualité et toujours de la même marque.

PHYSIOLOGIE. — *Rôle inhibiteur du* Lactobacillus acidophilus *sur la croissance de* Candida albicans (*Rob.*) *Berkh.* Note de Mlle **Eudoxie Bachrach** et M. **Noël Guillot**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Conduites sur un milieu constitué par la digestion pancréatique de la caséine, les expériences montrent que le *Lactobacillus acidophilus* élabore un produit actif contre la *Candida albicans*. L'action se manifeste surtout au début de la culture de la Levure. C'est un produit soluble, thermolabile, adsorbable sur le charbon activé.

Les traitements par certains antibiotiques produisent parfois des complications dues à la prolifération exagérée de Levures (habituellement saprophytes) parmi lesquelles la *Candida albicans* est le plus souvent rencontrée.

Quelques auteurs ont attribué ce phénomène à une action stimulatrice exercée par les antibiotiques sur la croissance des Levures. Une autre hypothèse invoque le déséquilibre introduit dans le rapport naturel des germes de la flore saprophyte, les constituants éliminés par le traitement étant eux-mêmes doués d'une action inhibitrice sur la croissance des Levures.

Nous relatons ici les résultats expérimentaux obtenus *in vitro* montrant l'action inhibitrice que le *Lactobacillus acidophilus* exerce sur la *Candida albicans*.

Le milieu de culture qui s'est révélé le plus favorable à notre expérimentation, en permettant la croissance simultanée des deux organismes, est constitué par une digestion pancréatique de caséine. On suit par opacimétrie l'évolution des cultures sur les divers milieux répartis en tubes après leur ensemencement.

Du milieu, que nous appelons A, filtré sur amiante-cellulose, est divisé en trois lots :

— Un lot α servira de témoin, montrant la croissance normale de *Candida albicans* sur ce milieu.

— Le reste du milieu (futurs lots β et γ) est ensemencé avec la Bactérie. Après arrêt de la multiplication bactérienne au tiers seulement de son maximum, ce bouillon est centrifugé et passé sur filtre amiante-cellulose afin d'en retirer toutes les Bactéries. Des cultures de contrôle montrent qu'une nouvelle croissance de la Bactérie peut y être obtenue.

— Le milieu — filtrat bactérien stérile — ainsi obtenu, dont le pH est encore peu modifié, est divisé en deux parties β et γ. Au contraire de

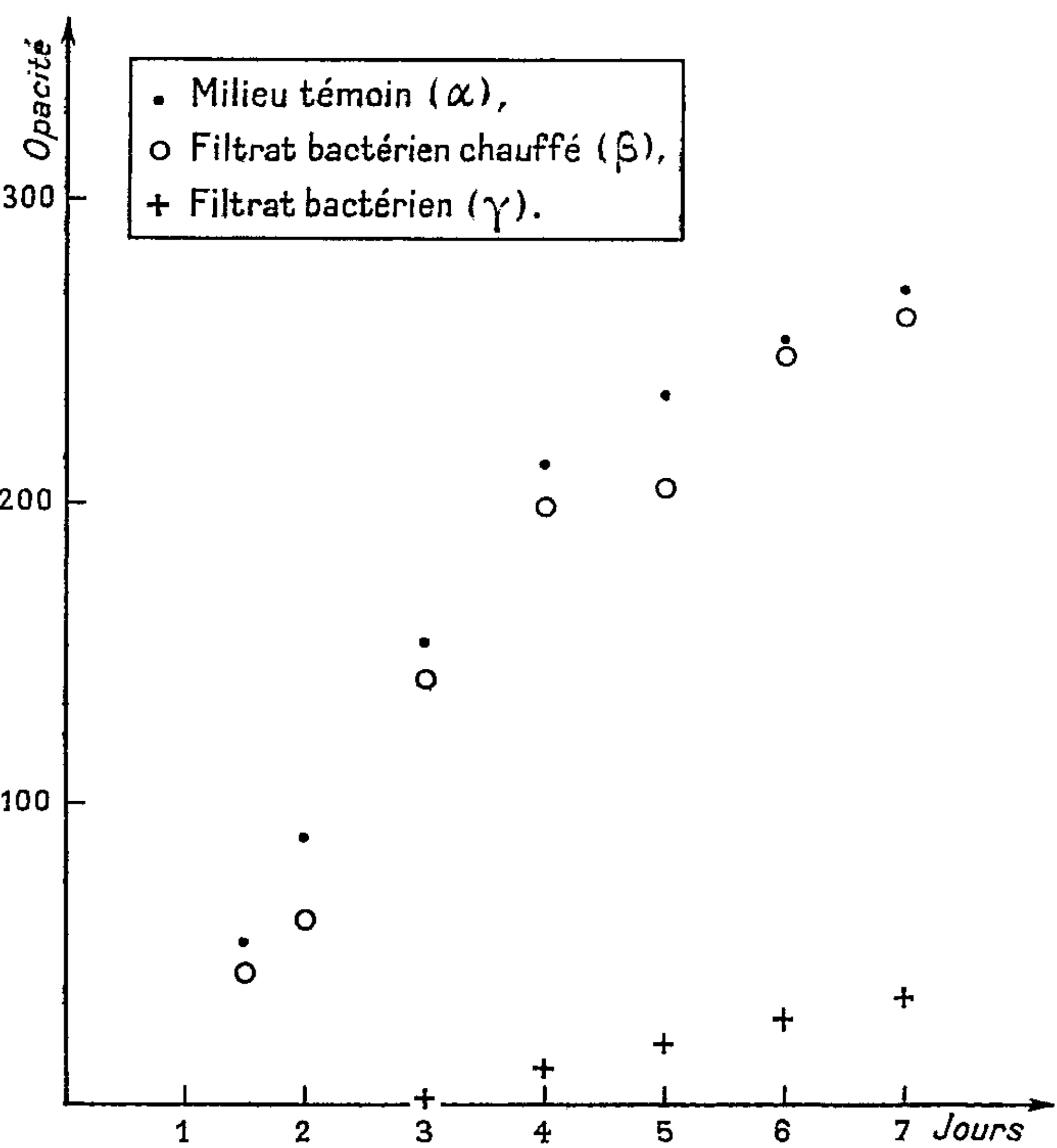
la fraction γ, la fraction β ainsi que la fraction α sont passées à l'autoclave. Les trois fractions sont alors ensemencées de Levure à partir d'une culture fraîche; la richesse initiale des cultures correspond à 2 000 cellules environ par centimètre cube. Les trois fractions sont mises à l'étuve à 37° (1) et trois tubes de chaque essai sont prélevés à intervalles réguliers pour en mesurer l'opacité.

Multiplication de la Candida albicans *sur filtrat bactérien.*

Étalement sur milieu gélosé.

Temps....................	0	24 h	48 h	7 jours
Colonies par millilitre.......	520	180	2 500	74 000

Les résultats ainsi obtenus (*fig.* 1), montrent que la croissance de *Candida albicans* sur le milieu β, où le *Lactobacillus acidophilus* s'est multiplié, est tout à fait comparable à la croissance type dans les mêmes conditions.



La croissance de la Levure sur le milieu γ est, au contraire, manifestement perturbée : il ne s'y fait aucune multiplication jusqu'au troisième jour, où la culture commence à troubler le milieu. Les fractions β et γ sont pourtant rigoureusement identiques, au chauffage près subi par β.

On peut préciser les premiers stades de l'évolution de la culture γ par des étalements sur milieu gélosé en boîtes de Petri.

Il apparaît avec netteté qu'au début de l'expérience, la multiplication ne se produit pas. Dans certains essais, où l'inoculum est faible, l'absence de multiplication a persisté pendant plusieurs jours, le nombre des colonies diminuant jusqu'à laisser supposer la disparition de la Levure.

C'est donc surtout au début de la culture que se manifeste l'action antagoniste du *Lactobacillus* vis-à-vis de la *Candida*; ce retard se répercute ensuite sur l'ensemble de la culture, mais il est important de noter qu'au bout d'une quinzaine de jours, les cultures sur les trois lots sont pratiquement identiques, confirmant que les éléments nécessaires à la croissance de la *Candida* se trouvaient bien dans la fraction γ, mais qu'un facteur, absent dans le milieu initial et dans la fraction β, empêchait la Levure de les utiliser.

L'élaboration d'une substance inhibitrice par le *Lactobacillus acidophilus* peut être mise en évidence d'une autre manière. Au lieu de supprimer l'effet du produit actif par la chaleur, on peut redonner au filtrat bactérien ses propriétés nutritives normales pour la Levure, en le traitant par le charbon activé. C'est le résultat qu'on obtient dans une expérience où l'on compare la multiplication de la *Candida* sur un milieu témoin et sur le même milieu traité par le charbon activé en même temps que sur le filtrat bactérien traité ou non par le charbon activé.

Les deux expériences qui viennent d'être décrites ont été réalisées en tubes non agités. Nous avons contrôlé que le phénomène persiste, quoique atténué, lorsqu'on réalise les cultures en milieu agité, où la croissance est beaucoup plus rapide. Il persiste également lorsque, dans le milieu, on ajoute du glucose, élément très favorable à la *Candida albicans*.

Ainsi, nos expériences autorisent la conclusion que, *in vitro* et dans les conditions citées, la Bactérie *Lactobacillus acidophilus* élabore, pendant sa multiplication, un produit qui agit biostatiquement sur la *Candida albicans*.

Ce facteur est thermolabile, hydrosoluble, relativement stable dans le temps (un filtrat restant actif après plusieurs semaines). C'est un produit qui est adsorbé sur le charbon actif.

Ces expériences apportent une preuve en faveur de l'hypothèse qui invoque le déséquilibre causé dans la flore saprophyte normale par les antibiotiques pour expliquer la prolifération anormale de la *Candida albicans*.

(1) Température voisine des conditions physiologiques réalisées chez l'homéotherme.

(*Laboratoire de Zoologie de l'École Normale Supérieure.*)

PHYSIOLOGIE. — *Catabolisme de la phénylalanine par les bactéries de la panse des Ruminants.* Note de Mme **Anne-Marie Lacoste**, MM. **Jean Blaizot** et **Pierre Raynaud** (1), présentée par M. Albert Vandel.

Les bactéries prélevées dans la panse des Bovins sont capables de détruire la phénylalanine, en anaérobiose. Le milieu s'enrichit simultanément en acide phénylacétique.

En 1952, El-Shazly (2) étudie l'attaque d'un mélange d'aminoacides provenant d'un hydrolysat de caséine par des suspensions lavées de micro-organismes du rumen de mouton. Il constate la disparition rapide et complète de la phénylalanine, mais ne se prononce pas sur les transformations subies par cet aminoacide.

En 1955, Lewis (3), utilisant la méthode manométrique de Warburg, étudie la désamination de différents acides aminés par des suspensions lavées de bactéries du rumen de mouton. Il détermine les conditions favorables à cette désamination : anaérobiose stricte, pH 7, addition de gluthation et d'un peu de jus de rumen au milieu artificiel. Cependant, il n'observe, en 2 h d'incubation, qu'un dégagement d'ammoniaque assez faible.

Guidés par nos études *in vivo* (4) nous avons recherché la transformation éventuelle de la phénylalanine en acide aromatique.

Technique. — Notre matériel est prélevé sur des animaux d'abattoir. Dans le jus de rumen tamisé, les bactéries sont isolées par centrifugation. Elles sont ensuite incubées :

1° pendant 10 h avec du maltose et de l'urée aux taux respectifs de 0,5 et 0,002 % dans le milieu d'incubation;

2° pendant 12 h avec des peptones au taux de 0,5 %.

Le but de ces incubations est d'assurer aux micro-organismes le bénéfice de conditions nutritives favorables et de rendre les prélèvements plus comparables d'un lot à l'autre malgré l'hétérogénéité des Bovins au moment de l'abattage.

Les bactéries sont lavées deux fois dans un tampon phosphates 0,1 M, pH 6,6 et suspendues dans ce milieu en rétablissant le volume initial du prélèvement. On ajoute SNa_2, 9 H_2O au taux de 0,02 % (Lewis). 5 ml de suspension bactérienne sont mis à incuber au bain-marie à 39° dans de petits flacons de 10 ml sous atmosphère d'azote en présence de 400 μg de phénylalanine.

Les prélèvements sont faits au bout de 2, 4, 6 et 24 h d'incubation.

Les échantillons sont analysés par les techniques chromatographiques monodimensionnelles :

— dans un solvant butanol-acide acétique pour les acides aminés;

— dans un solvant alcalin tamponné suivant Fewster et Hall ([5]) pour les acides aromatiques.

Résultats. — Les résultats portent sur six prélèvements bactériens. Les chromatogrammes montrent une nette diminution de la phénylalanine dans le milieu d'incubation. On peut estimer subjectivement [*cf.* Scriban ([6])] cette diminution à 30 à 50 % en 6 h, et 75 à 100 % (exceptionnellement) en 24 h.

Parallèlement il apparaît de l'acide phénylacétique. Cet acide a été identifié : d'une part, en le repérant sur le chromatogramme à l'aide d'un témoin interne, d'autre part, à l'aide de réactions colorées : ocre rose au nitrate d'argent ammoniacal; crème bleuté au réactif $Fe(CN)_6K_4$-Cl_3Fe ([7]).

Discussion. — L'interprétation la plus simple de ces résultats est d'admettre une désamination de la phénylalanine suivie d'une décarboxylation de l'acide phénylpyruvique. Cependant, nous n'avons jamais identifié cet acide; sa mise en évidence ne pourra sans doute être réalisée qu'à l'aide d'une souche de « mutants ».

Des expériences actuellement en cours nous ont permis de mettre en évidence le dégagement d'ammoniaque; la désamination ne fait donc pas de doute. Cependant, la production de désaminase est beaucoup plus abondante si les bactéries ont séjourné préalablement sur un milieu nutritif riche en azote (urée, peptones).

L'utilisation d'une solution pure d'acide aminé comme substrat et de bactéries lavées peut, seule, permettre de reconnaître l'acide phénylacétique et d'affirmer un catabolisme de la phénylalanine par désamination.

(1) Avec la collaboration technique de Mlle Jacqueline Catala.

(2) K. El-Shazly, *Biochem. J.*, 51, 1952, p. 647-652.
(3) D. Lewis, *Brit. J. Nutr.*, 9, 1955, p. 215-230.
(4) J. Blaizot et P. Raynaud, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 802.
(5) M. E. Fewster et A. Hall, *Nature*, 168, 1951, p. 78.
(6) *Thèse Sc. Nat.*, Lille, 1951.
(7) J. Carles, A. Schneider et A. M. Lacoste, *Bull. Soc. Biol.* (sous presse).

ENDOCRINOLOGIE. — *Influence de la thyroïdectomie du fœtus de Lapin sur la teneur de son corps en lipides et en azote.* Note de MM. **Alfred Jost** et **Luc Picon**, présentée par M. Robert Courrier.

Il existe un nombre déjà assez considérable d'observations montrant que la thyroïde du fœtus élabore de la thyroxine ou d'autres hormones thyroïdiennes; récemment, dans notre Laboratoire, J. P. Geloso ([1]) a pu montrer que la glande libère ces hormones dans le sang du fœtus de Rat. Mais on

ne possède guère de données expérimentales sur le rôle physiologique éventuel des hormones thyroïdiennes chez le fœtus et sur leur utilité dans le développement normal de l'organisme fœtal ([2]).

Nous avons entrepris l'étude de ce problème par une méthode expérimentale directe, en réalisant la thyroïdectomie du fœtus *in utero*; comme test de l'activité métabolique éventuelle de la thyroïde on a étudié la teneur du corps du fœtus en lipides et en azote. On sait que chez l'adulte les hormones thyroïdiennes réduisent la teneur en graisses de l'organisme ([3]) et participent au contrôle du métabolisme lipidique.

La thyroïdectomie du fœtus a été pratiquée au stade de 23 jours de grossesse, d'une manière très simple : après avoir extériorisé la tête et le cou du fœtus, on extirpe assez largement le larynx et le tronçon de la trachée contre lequel est fixée la thyroïde, de manière à enlever entièrement la glande (avec les parathyroïdes qu'elle porte). La plaie cutanée est refermée grâce à deux points de suture, avant que le fœtus ne soit remis en place dans l'utérus ([4]).

Les fœtus prélevés à 28 ou 29 jours sont broyés dans de l'alcool. Les lipides sont extraits au Kumagawa à l'alcool absolu et, après avoir été repris à l'éther, ils sont directement pesés.

Le dosage de l'azote (Kjeldahl) est effectué sur le résidu délipidé et séché. Le « poids sec » de l'embryon est calculé en ajoutant le poids des lipides extraits au poids du résidu délipidé séché.

Un certain nombre d'embryons ont reçu, au moment de la thyroïdectomie, une dose arbitrairement choisie de 200 μg de thyroxine en suspension huileuse, sous la peau de la nuque.

Les résultats des dosages figurent dans le tableau ci-joint.

Chez les fœtus témoins, il existe une certaine variabilité individuelle dans la teneur du corps en lipides, et généralement les valeurs observées sont plus constantes au sein d'une portée que d'une portée à l'autre. Cependant, les fœtus les plus petits de la portée sont généralement les plus pauvres en lipides.

Les résultats des mesures rapportés au poids sec du fœtus permettent d'évaluer directement les proportions relatives de lipides et d'azote. Chez les fœtus thyroïdectomisés la teneur du corps en lipides est régulièrement augmentée : dans chaque portée, sans exception, les fœtus thyroïdectomisés renferment davantage de lipides que les témoins. Le rapport lipides/azote est augmenté de près de 30 %.

Chez les fœtus thyroïdectomisés injectés de thyroxine la proportion des lipides fait retour à la normale.

Lorsque les résultats des mesures sont rapportés au poids frais, ils montrent que dans les deux groupes de fœtus opérés, il y a une augmentation de la matière sèche. Chez les fœtus thyroïdectomisés cette différence

tient essentiellement à l'enrichissement en lipides; chez ceux injectés de thyroxine, l'augmentation des teneurs en lipides et en protides par rapport au poids frais, est à peu près également répartie, ce qui traduit une déshydratation de l'organisme, peut-être due à la thyroxine.

Moyennes des résultats des dosages
(entre parenthèses les valeurs individuelles extrêmes observées).

Age.	Nature des fœtus (traitement).	Nombre de fœtus étudiés.	Pour-cent du poids sec. Lipides.	Pour-cent du poids sec. Azote.	Rapport Lipides/Azote.	Pour-cent du poids frais. Poids sec.	Pour-cent du poids frais. Lipides.	Pour-cent du poids frais. Azote.
28 jours	Témoins.........	9	31,65	9,5	3,33	15,0	4,75	1,43
			(28,2-35,0)	(8,9-10,1)	(2,79-3,91)	(14,1-15,7)	(3,99-5,37)	(1,36-1,52)
	Thyroïdectomie...	6	36,6	8,6	4,28	16,6	6,06	1,42
			(35,4-37,6)	(7,8- 9,0)	(4,06-4,68)	(15,7-17,1)	(5,75-6,31)	(1,33-1,50)
	Thyroïdectomie + thyroxine...	3	32,4	9,4	3,45	16,5	5,32	1,55
			(30,8-34,1)	(9,0- 9,5)	(3,23-3,77)	(16,0-17,1)	(5,04-5,48)	(1,45-1,63)
29 jours	Témoins.........	12	32,7	9,0	3,63	16,8	5,55	1,50
			(28,7-39,2)	(7,5- 9,9)	(2,90-5,16)	(15,3-19,4)	(4,41-7,55)	(1,42-1,61)
	Thyroïdectomie...	6	38,05	8,23	4,69	18,6	7,14	1,53
			(32,2-45,1)	(7,3- 9,0)	(3,58-6,18)	(17,2-21,9)	(5,55-9,87)	(1,41-1,63)
	Thyroïdectomie + thyroxine...	4	32,2	9,25	3,48	18,7	6,02	1,73
			(30,1-34,6)	(8,9- 9,7)	(3,09-3,88)	(17,8-19,4)	(5,64-6,51)	(1,65-1,82)

En conclusion, ces résultats préliminaires semblent bien établir que la thyroïde fœtale du Lapin joue un rôle dans le métabolisme du fœtus, et dans la réalisation normale de sa composition biochimique. Si, comme le suggère Popjak (5), il n'y a guère de dégradation des graisses dans l'organisme fœtal, et si le métabolisme des lipides comporte essentiellement leur accumulation, ce phénomène semble être limité par la thyroïde du fœtus.

Nos observations indiquent, en outre, que les hormones thyroïdiennes maternelles ne viennent pas, par la voie placentaire, suppléer à l'absence des thyroïdes fœtales du Lapin.

(1) J. P. Geloso, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 168.

(2) On a décrit un léger retard dans l'apparition des centres d'ossification (R. M. Weiss et C. R. Noback, *Endocrinology*, 45, 1949, p. 389) ou un retard de la myélinisation des centres nerveux (R. J. Barnett, *Thèse* inédite de la « Yale University », citée par W. T. Salter, in *The Hormones*, vol. 2, par G. Pincus et K. V. Thimann, Acad. Press, New-York) chez des fœtus de Rat dont la mère avait été traitée par le thiouracile.

(3) I. Abelin et K. Klinger, *Helv. Physiol. Acta*, 6, 1948, p. 1.

(4) Les conditions générales de l'intervention sont décrites dans A. Jost, *Arch. Anat. micr. et Morphol. expérim.*, 40, 1951, p. 247; la méthode de thyroïdectomie utilisée a déjà été citée dans A. Jost et R. Jacquot, *Ann. Endocrinologie*, 16, 1955, p. 849.

(5) G. Popjak, *Cold Spring Harbor Sympos. Quant. Biol.*, 19, 1954, p. 200.

(*Laboratoire de Physiologie comparée, Faculté des Sciences, Paris.*)

NUTRITION. — *Hypertension et artériosclérose chez le Rat par un régime hyperlipidique et hyperprotéique.* Note de MM. JEAN TRÉMOLIÈRES, MARCEL BRUNAUD, TAMARA MÉLIK et VILMA SÉGAL, présentée par M. Clément Bressou.

L'étude des habitudes alimentaires d'hommes ayant présenté un infarctus du myocarde avait montré que, dans plus de la moitié des cas, ces sujets étaient habitués à des régimes très riches en viande et en graisse. Nous avons étudié, sur un animal très rebelle à l'artériosclérose, ce que produisait un tel régime pendant un temps prolongé.

Méthode. — 54 rats Whistar mâles, de 150 g en moyenne, reçurent *ad libitum* un régime ainsi composé :

Saindoux périrénal	30 g
Muscle de cheval	18
Caséine dévitaminée	18
Blé entier moulu	20
Cholestérol	2
Mélange salin d'Osborne	2
Vitamine A	20 U. I.

Ces animaux furent sacrifiés après 3 à 12 mois.

Résultats. — L'évolution de la tension artérielle et la cholestérolémie chez nos animaux est présentée dans le tableau suivant.

Évolution de la tension artérielle et de la cholestérolémie (moyenne et écart type).

		Tension artérielle.						Cholestérolémie (mg/100 ml).		
		Témoins.		Régime + cholestérol.		Régime sans cholestérol.		Témoins.	Régime + cholest.	Régime sans cholest.
	Nombre de rats...	24.		44.		11.		24.	44.	11.
Durée du régime	3- 5 mois...	10,03	13,96	10,93	15,1	10,7	15,1	309	796	466
		±0,82	±0,99	±0,90	±1,1	±1,08	±1,42	±48,1	±135	± 69
	6- 8 mois...	9,59	13,80	11,6	15,97	12,1	15,2	405	790	345
		±0,74	±1,08	±0,83	±1,19	±0,82	±1,21	±60	±109	± 75
	9-12 mois...	10,57	14,3	12,34	16,52	11,7	16,1	383	1 088	497
		±0,61	±0,62	±1,13	±1,38	±0,80	±1,1	±43	±533	±176

Le régime crée une hypertension statistiquement significative qu'il comporte ou non du cholestérol. Il n'élève significativement la cholestérolémie que s'il comporte du cholestérol. L'adjonction de choline n'empêche pas l'apparition des troubles. Les lésions anatomiques apparaissent nettement après le septième mois. Après un an les lésions sont grossières.

Aorte. — Chez tous les rats, on observe des enclaves soudanophiles dans

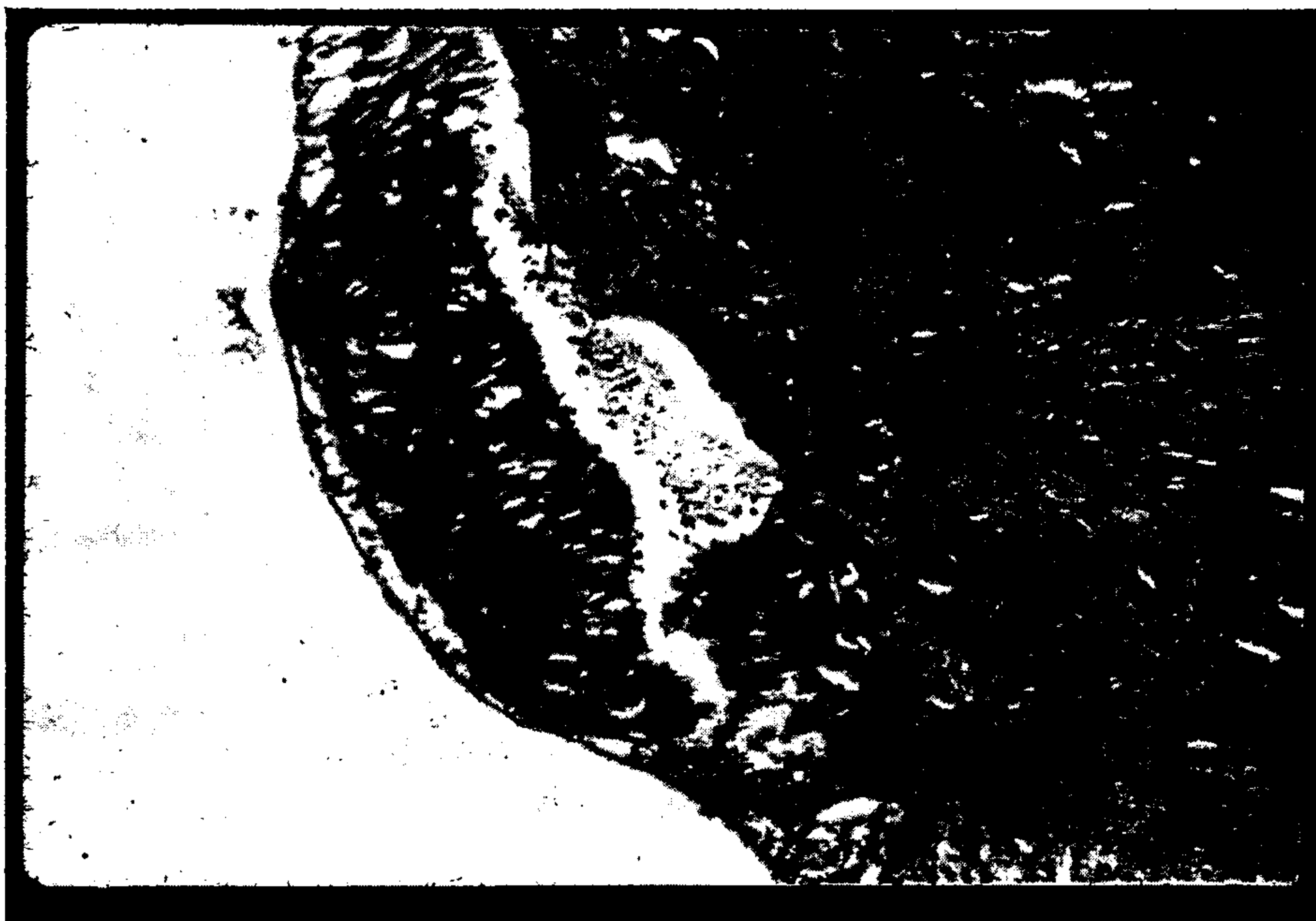


Fig. 1. — Coupe de l'aorte d'un rat soumis au régime pendant 12 mois. Plaque fibreuse sous-endothéliale faisant saillie dans la lumière du vaisseau. La structure de la média sous-jacente est profondément perturbée.

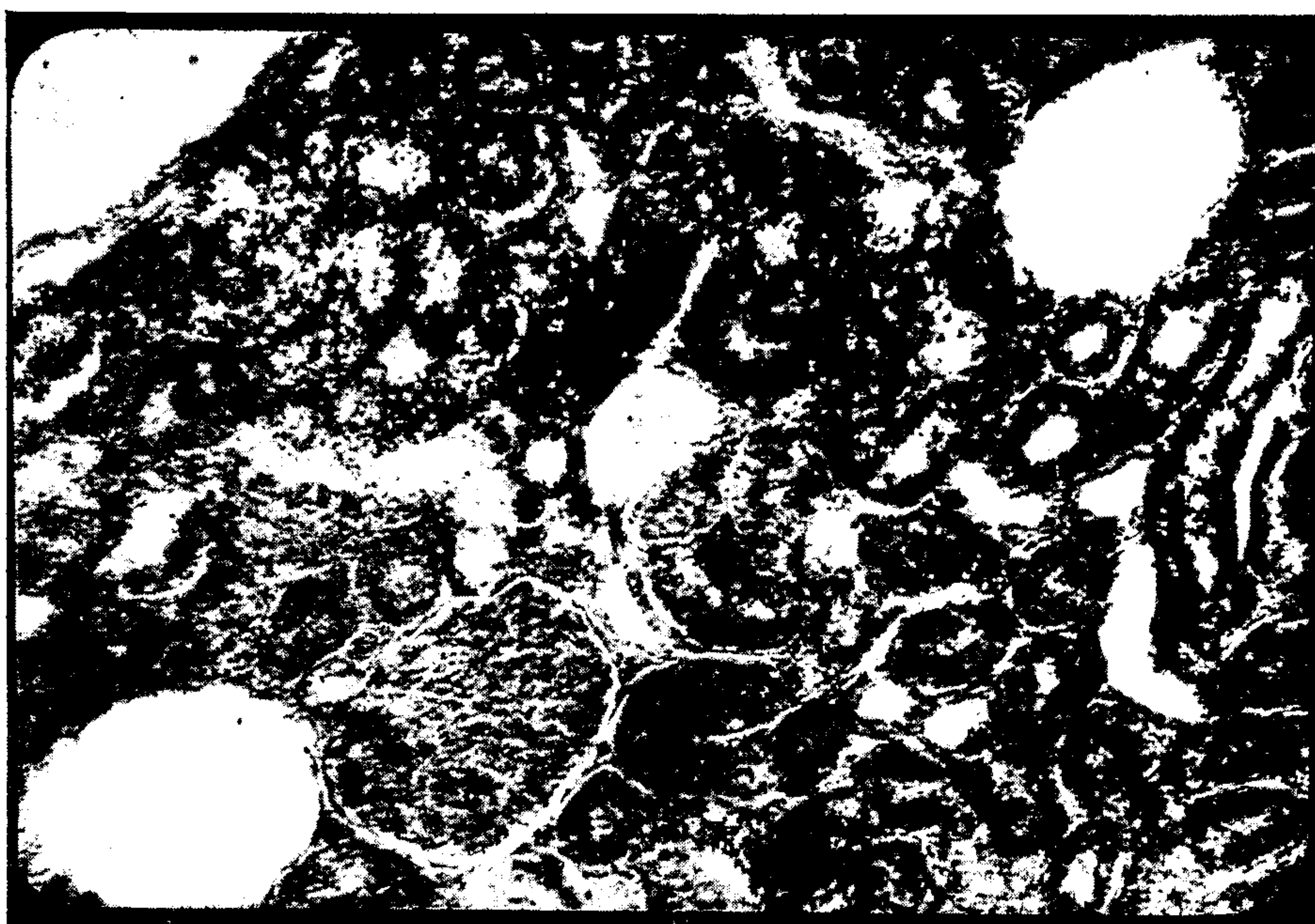


Fig. 2. — Coupe du rein d'un rat soumis au régime pendant 12 mois. Infiltration soudanophile massive de certains tubes contournés et plus discrète d'un glomérule.

l'endothélium et la partie la plus interne de la tunique moyenne. Les cellules endothéliales sont grosses avec un cytoplasme vacuolaire et un épaississement considérable de la couche sous endothéliale qui forme, par place, de véritables plaques de tissu conjonctif fibreux. Ces plaques font saillie à l'intérieur de la lumière vasculaire (*fig.* 1). De structure homogène, elles ne renferment pas de fibres élastiques et leur aspect se rapproche de celui du tissu chondroïde. Elles se colorent en rose rouge par le van Gieson; elles prennent une coloration métachromatique très nette avec le bleu de toluidine. Au-dessous de cette zone de fibrose les fibres élastiques sont fragmentées et disloquées.

Coronaires. — Accumulation dans la média de substances soudanophiles avec épaississement.

Reins. — Lésions ressemblant à celles de la néphrose lipoïdique humaine; les lésions se trouvent par plage (*fig.* 2). Légère hypertrophie des glomérules. Le bouquet vasculaire est le siège d'une importante infiltration soudanophile avec dégénérescence vacuolaire des cellules endothéliales. Les enclaves soudanophiles se voient dans certains tubes contournés, distendus et remplis d'une substance amorphe.

Le foie est le siège d'une stéatose à peu près isolée.

En conclusion. — Un régime hyperlipidique et hyperprotéique sans carence vitaminique notable produit une hypertension artérielle chez le Rat. Cette hypertension n'est pas liée à l'hypercholestérolémie ou à la présence de cholestérol dans le régime. Après 7 à 12 mois les aortes présentent des plaques sous-endothéliales et des lésions d'artériosclérose sans aboutir à celles de la bouillie athéromateuse de l'Homme. Le rein est le siège de lésions comparables à celles de la néphrose lipoïdique.

CYTOLOGIE. — *Étude au microscope électronique des fibres rétrociliaires des Ophryoscolecidæ : leur ultrastructure, leur insertion, leur rôle possible.* Note (*) de Mme CÉCILE NOIROT-TIMOTHÉE, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Parmi les renseignements que nous a apportés l'étude des Ciliés par le microscope électronique, plusieurs concernent l'ultrastructure des fibres qui s'insèrent à la base des formations ciliaires. Certaines de ces fibres présentent une structure périodique, ce qui est également le cas des racines ciliaires des épithéliums vibratiles de Métazoaires ([1]), et rappelle, dans une certaine mesure, l'aspect des fibres collagènes. Dans cette première catégorie, on peut ranger : les fibres du pédoncule de *Carchesium* ([2]), d'*Opercularia* et de *Zoothamnium alternans* ([3]); les fibres cinétodesmiennes de *Paramecium* ([4]) et de *Tetrahymena* ([5]); les racines ciliaires de *Colpidium* ([6]). Au contraire, les fibres qui prennent naissance à la base des

cirres et des membranelles des *Euplotes*, éléments du système complexe appelé « appareil neuromoteur », ne présentent aucune striation périodique ([7]). Les « myoïdes » de la frange ciliaire locomotrice de *Trichodinopsis* ([8]) sont dans le même cas.

A quel groupe appartiennent les belles fibres rétrociliaires ([9]) des Ophryoscolecidæ ? Telle est la question que nous nous sommes posée et à laquelle nous sommes en mesure aujourd'hui d'apporter une réponse. Précisons tout d'abord que ces fibres se colorent facilement par l'hématoxyline ferrique; elles partent de la base des zones ciliaires (zone adorale et éventuellement zone dorsale), et courent dans l'ectoplasme dans le sens antéro-postérieur. Elles sont donc sensiblement parallèles à l'axe longitudinal du Cilié.

Quel que soit le genre étudié (*Entodinium*, *Diplodinium*, *Ophryoscolex*), chaque fibre rétrociliaire est formée par un faisceau de fines fibrilles longitudinales, parallèles les unes aux autres, sans aucune striation périodique visible; leur diamètre est d'environ 150 à 170 Å (*fig.* 1). Elles ne sont pas homogènes mais se présentent comme des tubules dont le cortex est nettement plus osmiophile que la partie centrale (*fig.* 2). Cette structure apparaît avec encore plus de netteté sur les coupes transversales où la section de chaque fibrille est représentée par un anneau noir (*fig.* 3). Ces mêmes coupes transversales nous apprennent que les fibrilles sont le plus souvent alignées suivant des plans parallèles, ce qui confère à la fibre une véritable structure feuilletée. La distance entre deux fibrilles d'un même feuillet est d'environ 210 Å, et celle entre deux feuillets de 300 Å (mesures faites d'axe en axe). Dans certains cas, aussi bien sur des coupes transversales que longitudinales, on constate que, pour une fibre donnée, l'orientation de toutes les fibrilles n'est pas la même; ceci pourrait correspondre à une torsion de la fibre autour de son grand axe, torsion qui serait accompagnée, ou proviendrait, du glissement des feuillets les uns par rapport aux autres. Ainsi s'expliquerait l'alignement des fibrilles suivant deux axes perpendiculaires qu'on observe parfois.

Il nous faut maintenant préciser le point d'insertion exact des fibres rétrociliaires. Les cils des Ophryoscolecidæ possèdent une structure classique : neuf paires de fibrilles périphériques et deux fibrilles centrales; celles-ci se terminent sur un petit corpuscule sphérique, au niveau de la limite externe du corps, tandis que les fibrilles périphériques se prolongent à l'intérieur du cytoplasme, formant un petit cylindre de 300 à 350 Å de hauteur. A la base de chaque cylindre, on trouve un corps assez osmiophile, sans structure apparente bien définie, ayant en coupe la forme tantôt d'un ovale, tantôt d'un rectangle, et qui représente, selon toute vraisemblance, la coupe d'une baguette infraciliaire ([10]). On sait que ces baguettes s'imprègnent par l'argent, leur osmiophilie n'est donc pas pour nous sur-

prendre. C'est à la partie inférieure de ces baguettes que sont attachées les fibres rétrociliaires ([11]) (*fig.* 1).

Telles que nous venons de les décrire, les fibrilles des Ophryoscolecidæ ressemblent assez à celles de l'*Euplotes*; celles-ci sont toutefois un peu plus épaisses (210 Å), et malheureusement le travail de Roth ne nous apporte aucune précision sur leur disposition exacte; nous ne savons pas comment se présente une fibre d'*Euplotes* en coupe transversale. D'autre part, l'ultrastructure des fibres rétrociliaires des Ophryoscolecidæ n'est pas sans rappeler celle de deux organites contractiles : le myonème ectoplasmique de *Spirostomum* ([2]) et l'axostyle de *Pyrsonympha* ([12]), tous deux composés par des rideaux de fibrilles tubulaires; mais ces rideaux ne sont ni rectilignes comme chez les Ophryoscolecidæ, ni aussi étroitement accolés ([13]).

De ces comparaisons morphologiques, il est difficile de tirer une conclusion sur le rôle des fibres rétrociliaires. Certes leur disposition ne permet guère de considérer leur ensemble comme un système neuromoteur, comme le fait Roth pour les fibres de l'*Euplotes*; il est plus vraisemblable de penser que ces formations sont associées aux mouvements de protraction et de rétraction des zones ciliaires, mais elles peuvent agir aussi bien comme des éléments élastiques que comme des myonèmes. La torsion des fibres, signalée plus haut, pourrait correspondre à une contraction. Mais en vérité nos informations sont encore trop peu nombreuses pour nous permettre de conclure.

EXPLICATION DES FIGURES.

Coupes de Ciliés Ophryoscolecidæ fixés à l'acide osmique tamponné selon Palade. Microscopes électroniques R. C. A. E. M. U. 3A et 3B.

Fig. 1. — Coupe longitudinale intéressant plusieurs fibres rétrociliaires. Dans le haut à droite, on distingue quelques coupes obliques de cils, puis, indiquées par des flèches, les coupes des baguettes infraciliaires sur lesquelles s'insèrent les fibres composées chacune d'un faisceau de fines fibrilles (× 50 000; grossissement direct : 20 000).

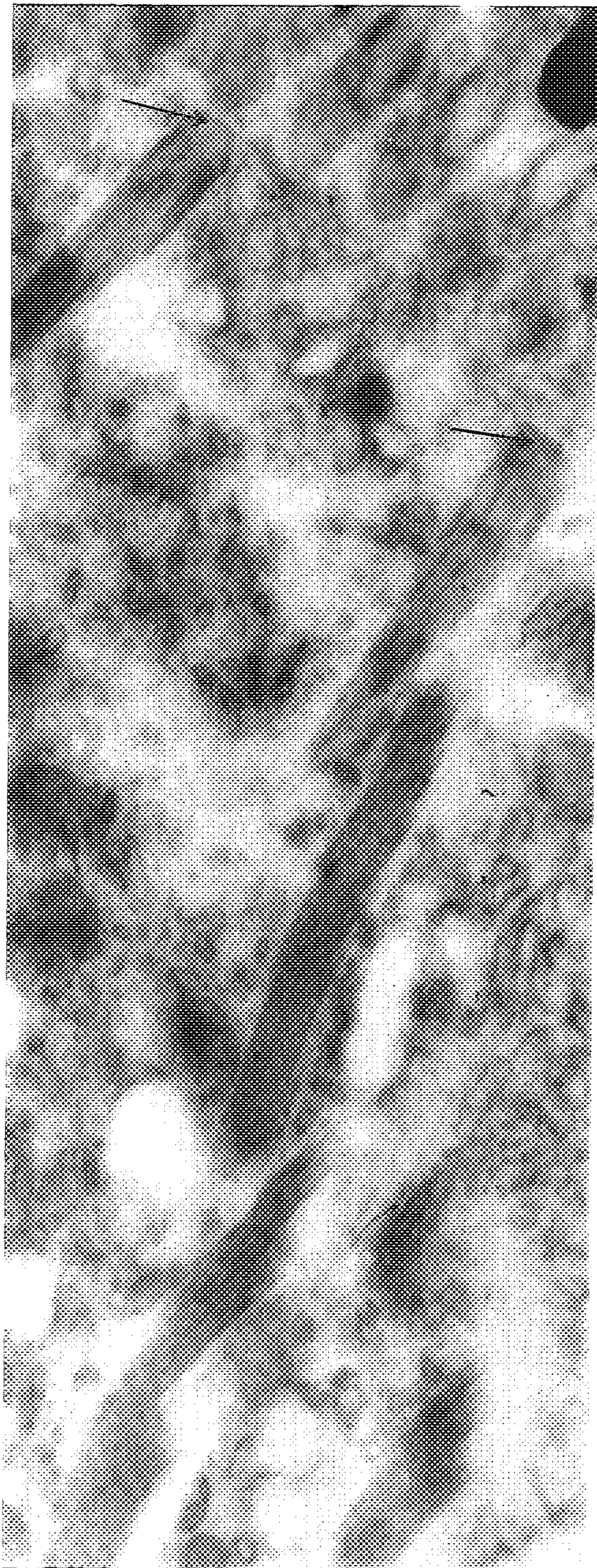
Fig. 2. — Autre coupe longitudinale de fibres rétrociliaires. Chaque fibrille possède une structure hétérogène, son cortex étant nettement plus osmiophile que la partie centrale (× 73 000; grossissement direct : 26 000).

Fig. 3. — Coupe transversale de plusieurs faisceaux de fibrilles rétrociliaires. La section de chaque fibrille se présente sous la forme d'un anneau sombre entourant une substance plus claire (structure tubulaire). Ces fibrilles sont alignées suivant des plans parallèles, ce qui donne à chaque fibre une structure feuilletée. Cependant, dans certains cas (dans le bas à gauche, par exemple), on observe, pour une même fibre, deux orientations différentes des feuillets, ce qui correspond peut-être à une torsion de l'élément (× 73 000; grossissement direct : 26 000).

Dans le cytoplasme, à côté des fibrilles, on trouve quelques mitochondries dont la structure interne est peu nette, des vacuoles au contenu très clair, et de nombreux profils circulaires ou ovales (reticulum endoplasmique de Palade?).

Mlle Cécile Noirot-Timothée.

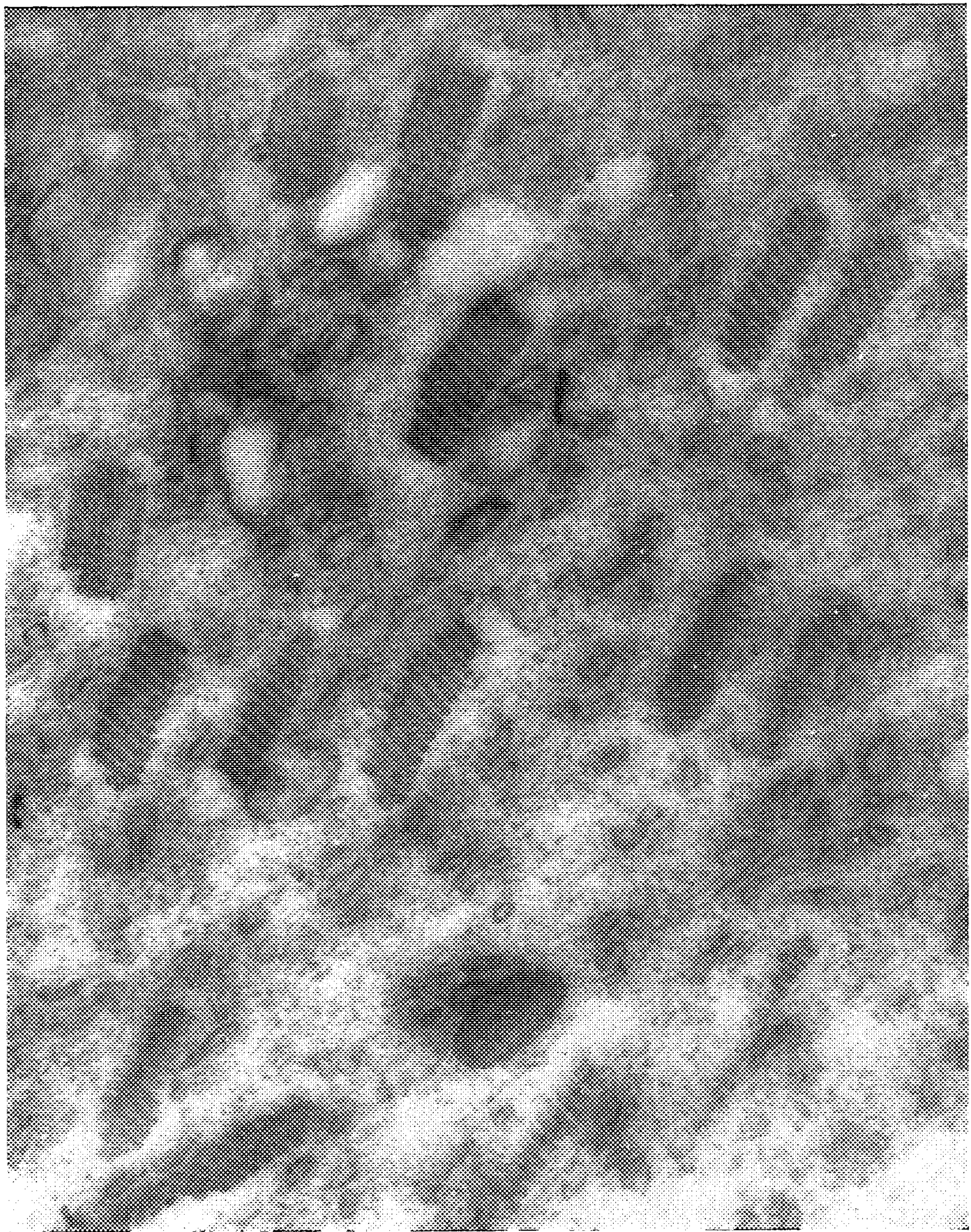
PLANCHE I.



1



2



3

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) D. W. Fawcett et K. A. Porter, *J. Morphol.*, 94, 1954, p. 221-264.

(2) J. T. Randall, *Nature*, 178, 1956, p. 9-14.

(3) Ch. Rouiller, E. Fauré-Frémiet et M. Gauchery, *Exp. Cell Res.*, 11, 1956, p. 527-541.

(4) G. B. Metz, D. R. Pitelka et J. A. Westfall, *Biol. Bull.*, 104, 1953, p. 408-425; A. W. Sedar et K. R. Porter, *J. Biophys. Biochem. Cytol.*, 1, 1955, p. 583-604.

(5) C. B. Metz et J. A. Westfall, *Biol. Bull.*, 107, 1954, p. 106-122.

(6) K. E. Wohlfarth-Bottermann et G. Pfefferkorn, *Protoplasma*, 42, 1953, p. 227-238.

(7) L. E. Roth, *J. Biophys. Biochem. Cytol.*, 2 (Suppl.), 1956, p. 235-240, et 3, 1957, p. 985-1000.

(8) E. Fauré-Frémiet, Ch. Rouiller et M. Gauchery, *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 81, 1956, p. 77-84.

(9) Appelées racines ciliaires par certains auteurs.

(10) C. Noirot-Timothée, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1076 et 2865.

(11) L'observation d'un *Diplodinium* vivant au microscope à contraste de phase nous avait laissé prévoir ce résultat.

(12) P.-P. Grassé, *Arch. Biol.*, 67, 1956, p. 595-611.

(13) Fauré-Frémiet, Rouiller et Gauchery (*Arch. Anat. Micr.*, 45, 1956, p. 139-161) ont montré qu'une structure feuilletée se retrouvait, avec des variantes, dans plusieurs formations myoïdes ectoplasmiques.

(*Laboratoire d'Évolution des Êtres organisés et Laboratoire de Microscopie électronique appliquée à la Biologie*, 105, *boulevard Raspail, Paris.*)

CYTOLOGIE. — *Sur une structure inframicroscopique péricentriolaire. Étude au microscope électronique sur des leucocytes de Mammifères.* Note de M. **Marcel Bessis** et Mme **Janine Breton-Gorius**, transmise par M. Albert Policard.

Des coupes en série de centrioles montrent l'existense, autour du cylindre central composé de neuf tubules, d'une double couronne de petites masses osmiophiles. C'est à partir de ces masses que naissent les fibres extérieures.

Au microscope électronique, le centriole apparaît comme un petit cylindre d'environ 150 mμ de diamètre et 500 mμ de longueur. Ce cylindre est formé de neuf tubules de même longueur et dont le diamètre est d'environ 200 Å (1), (2).

Cette structure a été retrouvée dans les leucocytes cellules dont l'avenir mitotique est nul (3). A l'aide des microtomes Sjöstrand et Porter-Blum, nous avons obtenu des coupes en série de leucocytes humains normaux et leucémiques et de souris normales et leucémiques (souche AK). Le centriole a été coupé sous différentes incidences, transversalement, ou obliquement, et a pu être retrouvé sur cinq à six coupes successives.

Les préparations obtenues dans ces conditions montrent les aspects suivants :

1° Lorsque le centriole est coupé transversalement on observe sur certaines coupes :

a. ces neuf tubules sont accompagnés d'une manière radiale (ou parfois avec un léger mouvement hélicoïdal) par trois ou quatre tubules de même diamètre [cf. *fig.* 1 et 2 de la référence (*r*)];

b. dans d'autres coupes, on voit partir de chacun des tubules, dans une direction radiaire, un petit bâtonnet (que nous appellerons « pont »), qui se termine par une petite masse osmiophile (que nous désignerons sous le nom de massule) (*pl.* I).

Dans des cas particulièrement heureux du point de vue de l'incidence de la coupe, on voit partir des massules les fibres astériennes (*pl.* I, *fig.* 3).

Les ponts ont de 650 à 900 Å de longueur et 250 Å de diamètre environ.

Les massules mesurent de 650 à 730 Å de diamètre.

2° Sur des centrioles coupés longitudinalement, ou très obliquement, on observe, dans certaines coupes, une image en croix de Lorraine dont les deux branches seraient égales : la partie verticale de la croix est formée par le cylindre vu en coupe longitudinale, et les branches se terminent par les massules (*pl.* II).

La zone centriolaire est ainsi beaucoup plus complexe qu'on ne l'avait cru tout d'abord. La compréhension de cet appareil si compliqué s'avère pour le moment fort difficile. On peut toutefois tenter, à titre d'hypothèse de travail, une reconstitution dans l'espace. La figure 1 représente l'aspect

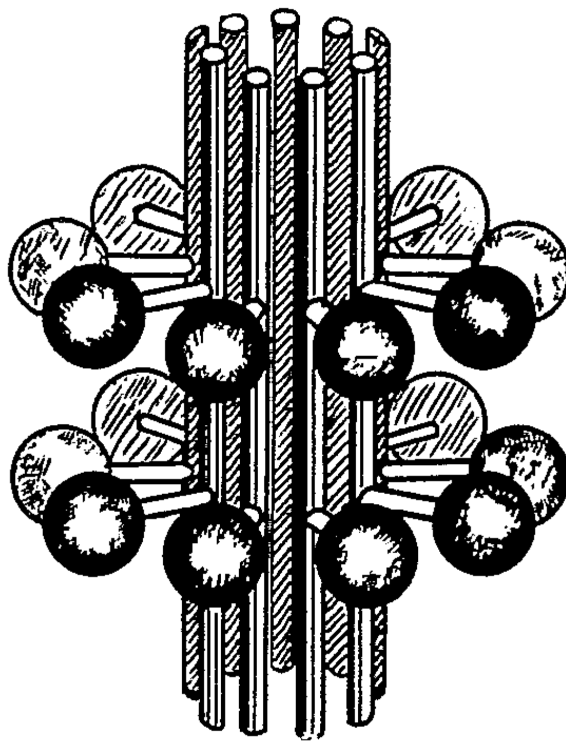


Fig. 1.

qu'on peut imaginer à l'heure actuelle : un cylindre creux dont la paroi est formée de neuf tubules, entourés de deux couronnes de neuf « massules » reliées aux tubules par des ponts. Des neuf massules partent les fibres radiées de l'aster.

PLANCHE I.

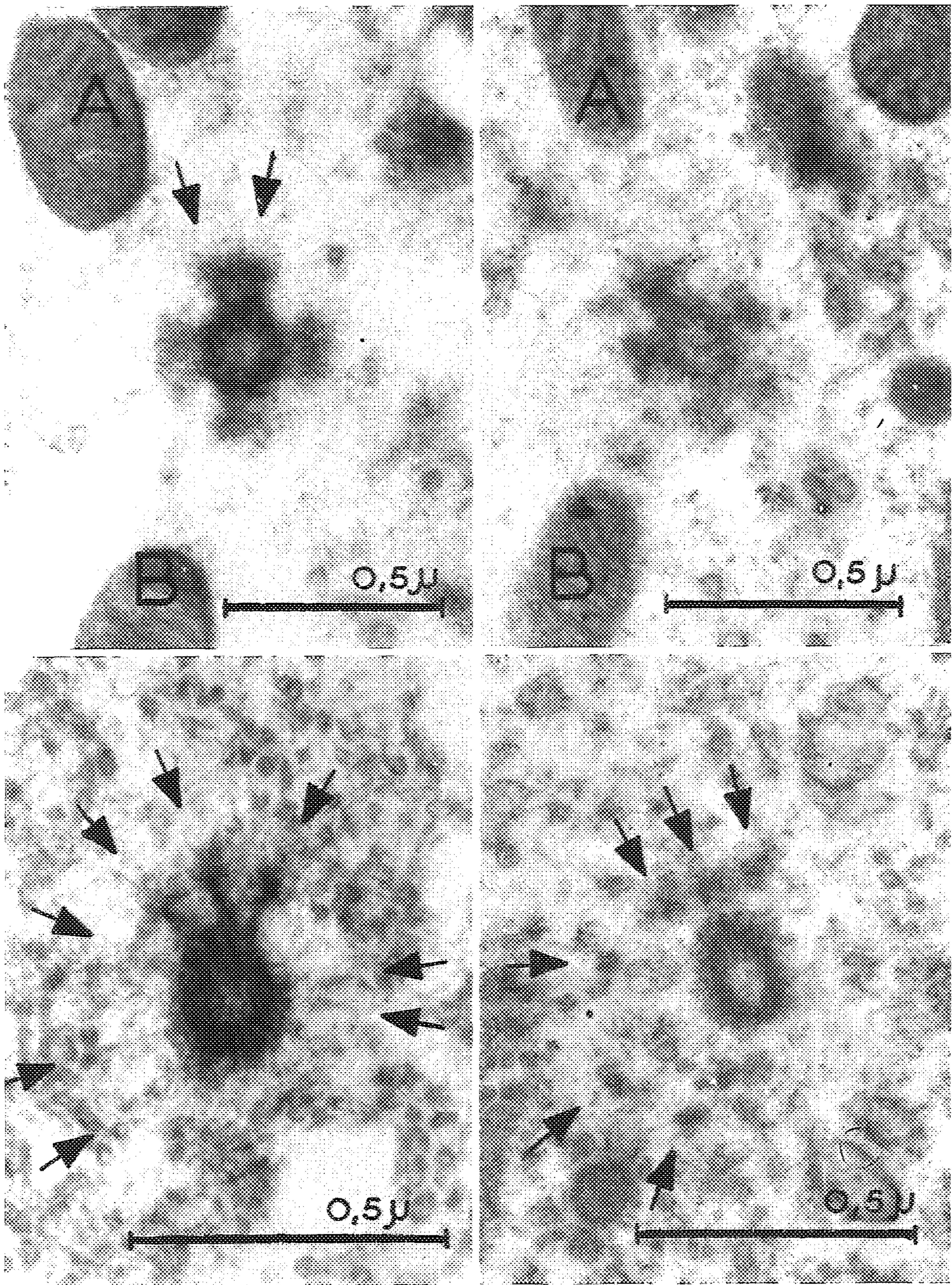
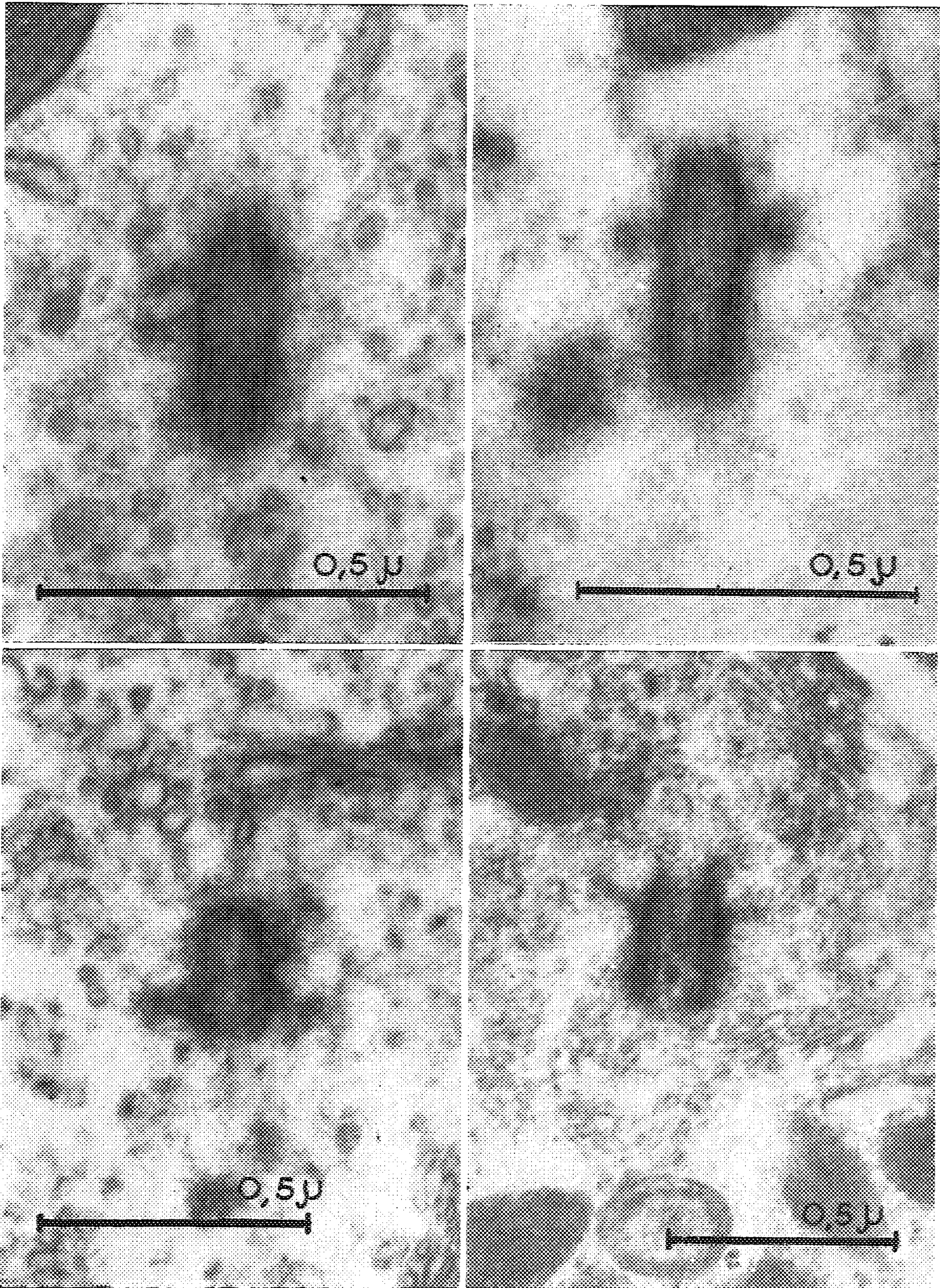


PLANCHE II.



EXPLICATION DES FIGURES.

PLANCHE I.

Fig. 1. — Coupe transversale du centriole d'un plasmocyte (plasmocytome). (G × 69 500.)

Les tubules sont vus ici en section transversale. On distingue leur paroi osmiophile et leur centre clair. On peut retrouver les neuf tubules en disposition hélicoïdale. Autour du centriole proprement dit, on voit disposées en forme de croix, un certain nombre de massules et les ponts qui les relient au cylindre centriolaire.

En haut et en bas, deux mitochondries A et B, qu'on retrouve sur la coupe suivante de la même cellule.

Fig. 2. — Même cellule que celle de la figure 5. Coupe suivante. (G × 65 000).

On voit ici cinq « massules ». En se repérant sur les mitochondries, on constate une rotation de l'ensemble des massules, qui cadre avec l'aspect hélicoïdal des tubules du cylindre.

Fig. 3. — Coupe oblique du centriole d'un promyélocyte neutrophile (moelle normale). (G × 103 500.)

On voit nettement la structure rayonnante constituant la 2e couronne du centriole. On distingue bien trois ponts terminés par les massules. Sur celle de gauche, on peut apercevoir de très fins canalicules qui partent en s'écartant l'un de l'autre. Les flèches indiquent la position de départ des autres ponts qui ne sont pas intéressés par la coupe.

Fig. 4. — Coupe oblique de centriole d'un plasmocyte (plasmocytome). (G × 90 000.)

On ne voit pas ici les ponts reliant le cylindre aux massules, la coupe n'intéressant pas ce plan, mais on voit six massules disposées en couronne.

PLANCHE II.

Fig. 1. — Coupe très oblique de centriole d'un plasmocyte. (G × 125 000.)

On distingue les parois des tubules. De chaque côté du cylindre centriolaire, perpendiculaires à lui, on peut voir deux départs osmiophiles, surtout nets à gauche. En haut et à gauche on aperçoit un petit morceau de mitochondrie avec ses crêtes caractéristiques. Tout autour du centriole, on remarque de nombreuses petites vésicules.

Fig. 2. — Coupe longitudinale de centriole de cellule leucémique. (G × 116 500.)

Les tubules sont ici bien visibles. A droite et à gauche du cylindre, deux « massules » osmiophiles. Remarquer la présence de substance osmiophile sur le pourtour du cylindre.

Fig. 3. — Coupe longitudinale de centriole d'un plasmocyte (moelle normale.) (G × 90 000.)

A gauche du cylindre, on voit un pont et une massule; à droite, on en distingue deux. Tout en haut de la figure noter les canalicules de Golgi.

Fig. 4. — Coupe longitudinale de centriole d'un promyélocyte (moelle normale). (G × 77 500.)

On observe ici deux départs latéraux. *En haut et à droite*, on note la présence de canalicules de Golgi. *En bas*, coupe de deux granulocytes neutrophiles.

(1) W. BERNHARD et E. DE HARVEN, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 288.
(2) H. TANAKA, F. UCHINO, S. DOHI et S. AMANO, *Acta Haem. Japonica*, 19, 1957, p. 571-576.
(3) M. BESSIS et J. BRETON-GORIUS, *Bull. Micr. appl.*, 7, 1957, p. 54-56.

(*École des Hautes Études et Centre National de Transfusion Sanguine, Paris.*)

ANATOMIE COMPARÉE. — *Croissance prénatale comparée du Macaque et de l'Homme.* Note de MM. **Georges Olivier** et **Henri Pineau**, présentée par M. Jean Piveteau.

La croissance prénatale comprend deux stades : embryonnaire et fœtal, correspondant à des lois et des formules différentes. La date de passage du premier au second stade varie d'une espèce à l'autre et la caractérise. Chez l'Homme, la période embryonnaire est plus longue, ce qui permet le haut degré de développement du cerveau.

A mesure qu'on s'élève dans l'échelle des Primates, la durée de la croissance s'allonge, et cela dès le stade intra-utérin. Le but de cette Note est de montrer que, si les lois de la croissance prénatale sont du même type, les courbes ne sont cependant pas identiques; la différence tient essentiellement à la durée, relative ou absolue, du temps embryonnaire, qui paraît un caractère différentiel précoce des espèces.

On sait qu'au cours des 40 premiers jours, la différenciation embryonnaire du Macaque est si proche de celle de l'Homme qu'on pourrait se servir de coupes d'embryons datés du premier pour déterminer l'âge d'un embryon humain. Ensuite la croissance et la différenciation du Macaque est plus rapide. Superposées les deux courbes de croissance se coupent deux fois : au début l'embryon humain est plus long (ce qui ne veut pas dire plus gros); puis l'embryon de Macaque le rattrape et le dépasse au 30e jour; ensuite, au 140e jour, le fœtus humain reprend l'avantage et ce taux de croissance plus élevé, joint à une croissance différentielle du cerveau, caractérisera l'Homme.

Dans un travail antérieur (1), nous avons mis en évidence la différence entre les deux stades, embryonnaire et fœtal. Pour l'Homme, nous avons utilisé les données classiques et avons montré qu'on a

$$\text{Age}_j = 15{,}32\ \text{Taille}^{0{,}39},\quad \text{jusqu'à 95 jours environ;}$$

puis

$$\log \text{Age}_j = 0{,}00171\ \text{Taille} + 1{,}827$$

(il s'agit de la taille vertex-coccyx en millimètres et de l'âge de fécondation).

De la même façon, nous utilisons maintenant les données publiées sur le Macaque par Heuser et Streeter (2) et de Schultz (3), qui nous fournissent les résultats suivants :

$$\text{Age}_j = 19{,}75\ \text{Taille}^{0{,}24},\quad \text{jusqu'à 41 jours environ;}$$

puis

$$\log \text{Age}_j = 0{,}003244\ \text{Taille} + 1{,}548.$$

Nous considérons le premier stade comme embryonnaire, le second comme fœtal. Dans la première partie, la croissance en longueur est allométrique par rapport au facteur Temps, ou tout au moins présente avec l'âge une relation analogue à celle de l'allométrie; dans la seconde partie, la croissance devient une fonction logarithmique du temps. Cette détermination biométrique des deux stades ne coïncide pas forcément avec celle des embryologistes classiques, qui se basent exclusivement sur la forme extérieure et la différenciation des organes. Notre définition ne vaut que pour la croissance longitudinale. Il serait intéressant de chercher si l'Homme et le Macaque ont le même degré de différenciation à une époque donnée de la vie fœtale. De toutes façons, d'un Primate à l'autre, les équations sont de même type et ne diffèrent que par leurs paramètres.

Un point important est *la date à laquelle l'embryon devient fœtus*, et où la croissance prénatale change de type. Chez le Macaque en effet, cette date est aux environs de 41 jours, soit 25 % de la vie prénatale. Chez l'Homme, le changement se produit vers le 95ᵉ jour, soit les 35,7 % de la vie prénatale. La durée de la vie embryonnaire, du stade de formation et de différenciation des organes, est donc non seulement plus longue en valeur absolue, mais aussi en valeur relative.

La démarcation entre les deux stades, embryonnaire et fœtal, est difficile à déterminer à un jour près, car il existe de toutes façons une variabilité inter-individuelle qui reste à déterminer; mais l'échelle de grandeur est respectée.

Si l'on supposait identiques la durée de gestation et la taille à la naissance chez ces deux Primates, on aurait deux courbes de croissance différentes bien qu'ayant la même terminaison, car la date de passage du stade embryonnaire au stade fœtal est un caractère propre de l'espèce. On peut en faire l'expérience en supposant la durée de gestation du Macaque prolongée de 165 à 266 jours et sa taille à la naissance agrandie de 207 à 350 mm : le stade embryonnaire ne serait cependant que de 66 jours, les 2/3 de celui du stade humain. A un temps de gestation identique en valeur absolue correspond pour l'Homme un temps embryonnaire relativement plus long. Ajoutons que la croissance post-natale est du même type que la croissance fœtale : elle la complète et la compense.

On trouve donc, dès la vie prénatale, les caractéristiques de la croissance post-natale. Chaque Primate a des réactions particulières vis-à-vis du facteur Temps. Celui-ci doit être considéré comme un caractère héréditaire de l'espèce, au même titre que d'autres caractères. Le temps embryonnaire de l'Homme est plus long, il permet une différenciation plus poussée des organes, en particulier du cerveau, et cela intervient assurément dans le mécanisme de l'évolution.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, *p.* 222.
(2) *Contrib. to Embryologie*, 1941.
(3) *Loc. cit.*, 1937.

(*Laboratoire des Travaux Anatomiques, Faculté de Médecine, Paris.*)

ENTOMOLOGIE. — *Sur l'existence de castes chez* Halictus marginatus (*Brullé*) (*Insecte Hyménoptère*). Note (*) de M[lle] **Cécile Quénu**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Chez *Halictus malachurus* (1) les femelles d'été, appelées *longulus*, diffèrent des fondatrices par la taille, la pigmentation et aussi par le fait qu'elles demeurent vierges bien que quelques mâles soient produits en même temps qu'elles. Elles constituent une véritable caste, morphologiquement et physiologiquement distincte de celle des fondatrices.

Chez *Halictus marginatus*, les choses se présentent de façon fort différente. Nous ne pouvons parler ici de femelles d'été puisque, le cycle s'étendant sur plusieurs années (2), l'unique génération annuelle de femelles se montre au printemps. Dans cette espèce, rien ne permet de distinguer, au premier coup d'œil, une fondatrice d'une ouvrière. Les femelles fécondées qui, au printemps, s'échappent des nids âgés (3), ressemblent à s'y méprendre aux ouvrières qui, à la même époque, sortent des nids plus jeunes. Si l'on dissèque, au moment de leur éclosion, une femelle prise dans un nid jeune (future ouvrière) et une autre prélevée dans un nid de dernière année (future fondatrice), on constate que : toutes deux sont bourrées de corps gras; leur spermathèque est exactement de la même taille; leurs ovaires sont de la même longueur et dans le même état. Si l'on compare la taille des femelles écloses dans un nid de dernière année à celle des femelles écloses dans un nid d'un an plus jeune, les diagrammes obtenus montrent que dans les nids peuplés, qu'ils soient de dernière ou d'avant-dernière année, les tailles s'étagent entre 8,5 et 11,2 mm avec un maximum très net à 10 ou 10,2 mm. Les tailles extrêmes sont rarement rencontrées. Dans les nids moins peuplés, les tailles les plus fréquentes diffèrent peu de 10 mm. Dans les nids de première année, la taille de la reine dépasse parfois légèrement celle de ses filles : exemple 1, reine = 10,2 mm; 4 ouvrières = 10, 10, 9 et 9 mm; exemple 2, reine = 10,2 mm; 2 ouvrières = 9,7 et 10 mm. Ce cas n'est pas absolument général car, dans un autre nid d'un an, une reine et son ouvrière mesuraient toutes deux 10,5 mm. Dans les nids âgés, la reine est fréquemment l'une des plus grosses femelles du nid. Ce cas n'est pas général : les reines de deux nids très peuplés mesuraient respectivement 10,5 et 10,2 mm quand plusieurs de leurs filles en mesuraient 11. On ne peut

donc, en aucune façon, dire que les fondatrices sont plus grandes que les ouvrières. Il semble que seules les ouvrières issues de la première ponte de la femelle, qui est alors la pourvoyeuse du nid, soient légèrement plus petites que leur mère.

Ouvrières et fondatrices sont donc morphologiquement semblables. Voyons si, physiologiquement, elles se ressemblent.

Après l'éclosion, futures ouvrières, comme futures fondatrices, subissent une même diapause hivernale. D'autre part, le développement des ouvrières et des fondatrices, que nous avons suivi au laboratoire depuis le stade larve adulte jusqu'à l'éclosion, se fait exactement à la même vitesse. De plus, les ouvrières, normalement stériles, sont capables, en l'absence de reine, de subir un développement considérable de leurs ovaires et de produire des œufs en grande quantité (4).

Mais reines et ouvrières diffèrent par un point essentiel : les fondatrices sont fécondées, les ouvrières ne le sont jamais, et pour cause : les mâles ne sont produits que dans les nids âgés qui, seuls, s'ouvrent à l'automne. La fécondation n'est possible que dans les nids ouverts. Seules sont fécondées les femelles écloses dans des nids contenant aussi des mâles. Les femelles des nids plus jeunes sont au repos dans des nids hermétiquement bouchés quand apparaissent les mâles et demeurent donc vierges. Mais ces femelles sont-elles fécondables ? Nous avons choisi, à l'automne dernier, un nid qui venait de s'ouvrir et d'où s'échappaient de nombreux mâles. Nous avons introduit dans ce nid, après les avoir préalablement marquées, 10 ouvrières prélevées à la même époque dans un nid jeune. Un mois plus tard, nous avons déterré le nid pour en examiner la population. 9 femelles, sur les 10 qui y avaient été introduites, ont été retrouvées à la partie supérieure du nid dans des cellules qui avaient dû appartenir à des mâles morts maintenant. 5 de ces femelles sur 9 étaient fécondées. Les autres femelles du nid, futures fondatrices, étaient fécondées dans la proportion de trois quarts de femelles fécondées pour un quart de femelles vierges. Les ouvrières écloses dans un nid fermé peuvent donc, quand elles sont placées dans les mêmes conditions que les futures fondatrices, être, comme elles, fécondées.

Une autre différence capitale demeure, cependant, entre reines et ouvrières : la longévité. Alors que les reines vivent 4 ou 5 années, les ouvrières ne subsistent qu'une seule année ou, au plus, 15 mois. Toutefois, dans les nids de dernière année, les seuls où l'on trouve parfois des ouvrières présentant un certain développement ovarien, nous avons remarqué que ces ouvrières semblaient vivre plus longtemps que leurs sœurs à ovaires atrophiés et possédaient une réserve plus ou moins importante de corps gras. Il semblerait que le fait d'avoir des ovaires un peu développés entraînerait une longévité relativement plus grande des femelles.

L'état social ne s'accompagne donc, chez *Halictus marginatus*, d'aucun polymorphisme. La ressemblance entre reines et ouvrières est telle que l'on peut se demander si, loin d'appartenir à deux castes distinctes, elles ne constitueraient pas une même et unique catégorie de femelles que les circonstances biologiques différencieraient par la suite.

(*) Séance du 17 février 1958.
(1) STÖCKHERT, *Konowia*, Vienne, 2, 1923, p. 48-64, 145-165 et 216-247.
(2) C. QUÉNU, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1512.
(3) C. QUÉNU, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1416.
(4) C. QUÉNU, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1102.

(Laboratoire d'Evolution des Êtres organisés, Paris, et Station biologique des Eyzies, Dordogne.)

BIOLOGIE. — *L'autotomie spontanée de la trompe chez* Eunemertes echinoderma. Note de Mlle **MARIE GONTCHAROFF**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

La plupart des Némertes inermes aussi bien qu'armés, régénèrent facilement leur trompe après l'expulsion de celle-ci. On observe souvent l'expulsion de la trompe après excitation chez *Lineus*, *Cerebratulus* et *Tetrastemma*. L'expulsion a lieu, le plus souvent, après une dévagination forcée (par compression par exemple) et la régénération n'intervient que par la suite.

J'ai conservé en captivité, pendant plusieurs semaines, un certain nombre d'*Eunemertes echinoderma*, espèce méditerranéenne, et mon attention a été attirée par l'aspect inhabituel de ces Némertes. Normalement, leurs téguments sont bleu-verdâtre, coloration due à un pigment diffus, bien visible au microscope sur le vivant; or ces téguments avaient pris un aspect inhabituel, rougeâtre dû à un mélange du pigment bleu normal et de taches rouges brillantes, coloration diffuse, surtout marquée à l'extrémité postérieure et dans la région médiane dorsale, région du rhynchocœle et de la trompe. Un exemplaire présentait dans cette même région une masse allongée rouge vif, bien limitée et faiblement contractile, d'aspect assez énigmatique, cette masse s'était détachée en cours d'examen, laissant apparaître une nette lésion de la paroi.

J'ai alors examiné attentivement les sept autres *Eunemertes echinoderma* du même cristallisoir; tous présentaient une coloration rougeâtre et, entre lame et lamelle, on apercevait, par transparence à l'intérieur du rhynchocœle, l'existence chez tous de *deux trompes* : l'une ancienne, détachée, aux divers stades de dégénérescence, et l'autre jeune, aux divers stades de régénération. Quelques trompes, vraisemblablement détachées depuis peu, paraissaient parfaitement normales, avec leur structure bien conservée et

l'appareil stylifère intact; d'autres, plus anciennement détachées, étaient à l'état de débris volumineux rouges vifs et seule la présence de l'appareil stylifère permettait de reconnaître une trompe. Chez tous, le rhynchocœle était plein de cellules rouges volumineuses; ces mêmes cellules infiltraient les parois du corps, laissant par contre les parois du rhynchocœle intactes.

Mc Intosh a observé chez une espèce voisine, *Eunemertes gracilis*, l'existence de deux trompes et de cellules rougeâtres dans le rhynchocœle.

Chez *Eunemertes echinoderma*, semble-t-il, on est en présence, non pas d'un phénomène exceptionnel, mais au contraire fréquent. Car depuis cette première observation, j'ai examiné un certain nombre d'*Eunemertes echinoderma*, jeunes et adultes, mâles et femelles : tout de suite après la récolte aux mois de septembre, janvier et février, et chez la plupart, j'ai trouvé, soit deux trompes comme précédemment décrit, soit des débris rougeâtres, soit un stylet principal et des stylets accessoires dans le rhynchocœle, trace d'une dégénérescence déjà ancienne. J'ai même observé chez un même sujet, la présence de plusieurs appareils stylifères, quatre stylets principaux et plusieurs stylets accessoires, trace de régénérations successives (les stylets étant les plus lents à disparaître).

Il s'agit donc d'une autotomie spontanée de la trompe, sans expulsion, suivie d'une régénération. L'ancienne trompe n'est pas expulsée mais se détache simplement de son insertion antérieure et reste longtemps dans le rhynchocœle pour ainsi dire « en survie »; la dégénérescence est lente. J'ai pu obtenir des expulsions de trompes entières par l'extrémité postérieure, au niveau où l'extrémité postérieure du rhynchocœle est proche de la paroi; ces trompes restent contractiles, comme les trompes normales après rejet. Elles sont quelquefois expulsées par rupture de la paroi (la première observation correspond à ce cas), mais, le plus souvent, elles dégénèrent lentement sur place.

On pourrait penser que cette autotomie est due aux conditions d'existence, en captivité; c'est peu vraisemblable pas car j'ai aussi observé le phénomène immédiatement après la récolte des Némertes.

Si l'autotomie n'était observée que chez les jeunes, on pourrait supposer que la trompe est périodiquement régénérée au cours de la croissance, cependant mes observations concernent surtout des adultes sexuellement mûrs.

Les observations sur *Eunemertes echinoderma* suggèrent une interprétation différente : la trompe serait un organe labile en constant remaniement, tout au moins pendant la période de l'année où j'ai pu l'observer. L'étude histologique de la dégénérescence est actuellement en cours.

(1) W. C. Mc Intosh, *A monograph of the British Annelids*. Part I, *The Nemerteans*, Ray Society, 1872.

BIOLOGIE. — *Les substances inhibitrices de la construction des cellules royales chez les Abeilles.* Note de M. **Maurice Vuillaume**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dans un travail précédent, j'ai mis en évidence (1) une substance présente dans les cires d'abeilles, et qui empêche plus ou moins, suivant sa concentration, l'acceptation des ébauches artificielles de cellules royales. Cette substance n'est autre que la *propolis*, mélangée à la cire en proportions variables suivant la méthode d'extraction employée par les ciriers. En effet, les cires extraites des vieux rayons par le benzène fournissent des ébauches de cellules royales facilement acceptées; celles qu'on fabrique à partir de cires extraites par l'acétone sont entièrement refusées. Or, la propolis est précisément soluble dans l'acétone et presque insoluble dans le benzène. D'autre part, la propolis pure, obtenue par raclage du bois des rayons et appliquée en solution acétonique sur des cupules de verre (que les Abeilles acceptent facilement comme ébauches) provoque leur abandon dans une proportion de 90 à 100 %. Il faut d'ailleurs que la substance soit appliquée à l'intérieur et à l'extérieur des cellules : les résultats sont moins bons lorsqu'on l'a déposée seulement à l'intérieur ou seulement à l'extérieur.

Nous avons tenté d'extraire les subtances inhibitrices. Après des essais de solubilisation fractionnée, qui ne nous ont donné que des séparations incomplètes, nous avons saponifié la propolis par une solution de soude bouillante (ébullition poursuivie 2 h); nous avons fait suivre la saponification d'un entraînement par la vapeur d'eau. Dans le réfrigérant, se condense alors une huile incolore, à l'odeur pénétrante, qui entre facilement en émulsion dans l'eau, et dont la densité est supérieure à celle de ce liquide; cette huile appliquée à l'état de traces sur des cupules de verre, en provoque l'abandon par les ouvrières. Si l'entraînement par la vapeur d'eau est pratiqué avant la saponification, le distillat n'a plus de propriétés inhibitrices. On a soutenu que l'ensemble des résines qu'on désigne sous le nom de propolis est récolté par les Abeilles sur les bourgeons de peuplier; il est de fait qu'on peut extraire de ces bourgeons une substance qui en a l'aspect et l'odeur, et que cette odeur typique ne se rencontre que dans les bourgeons de peuplier. Il nous paraît toutefois impossible de croire que la propolis ne provient que d'eux seuls; elle présente d'ailleurs suivant les régions un aspect quelque peu variable quoique son odeur si spéciale reste toujours la même. En tout cas, nous avons traité 1 kg de bourgeons de peuplier et de jeune écorce par l'alcool bouillant, saponifié le résidu que laisse la liqueur après évaporation et entraîné par la vapeur d'eau la liqueur alcaline : le distillat, qui présente l'aspect et l'odeur de

l'essence de propolis, n'inhibe pas la construction des cellules royales dans la ruchette initiale, mais l'inhibe dans la forte ruche où s'achève l'élevage des reines (ou finisseur).

Pour apprécier la spécificité de l'action de ces substances, nous les avons essayées dans différentes conditions, en même temps que d'autres plus banales, comme la colophane ou le phénol.

Nom de la substance.	Action sur la construction des cellules d'ouvrières.	Action sur les cellules royales.	Inhibition de l'ovaire des ouvrières.
Propolis (sol. acét.)	+ (*)	+	
Essence propolis	+	+	—
Bourgeons de peuplier (sol. acét.)	+	+	
Essence de bourgeons de peuplier	±	+ (au finisseur)	—
Bourgeons de marronnier (sol. acét.)	±	—	
Ectohormone (Pain)	—	+	+
Colophane	+	—	
Phénol 1/1 000	—	—	

(*) + correspond à l'inhibition.

Pour les essais sur la construction des cellules d'ouvrières, précisons que les substances étaient, soit étalées sur un lambeau de cire gaufrée, soit appliquées sur un élément de rayon en voie d'allongement.

Des recherches, encore non publiées, tendent à montrer que l'ectohormone se compose probablement non pas d'une substance, mais de plusieurs, dont les propriétés sont assez différentes (Pain). Nous croyons pouvoir émettre l'hypothèse que les trois actions principales de l'ectohormone : attraction sur les ouvrières, inhibition de la construction des cellules royales, inhibition du développement ovarien, sont dues à un mélange de plusieurs substances, et non sans doute à une seule. A la lumière de ce que nous avons observé avec l'essence de peuplier, nous nous demandons si *une partie au moins de l'ectohormone n'est point d'origine exogène :* produit dont l'organisme des reines se débarrasserait suivant ses possibilités physiologiques; en tout cas, certaines des propriétés du « complexe-ectohormone » se rencontrent dans d'autres substances, qui paraissent bien différentes de lui à première vue.

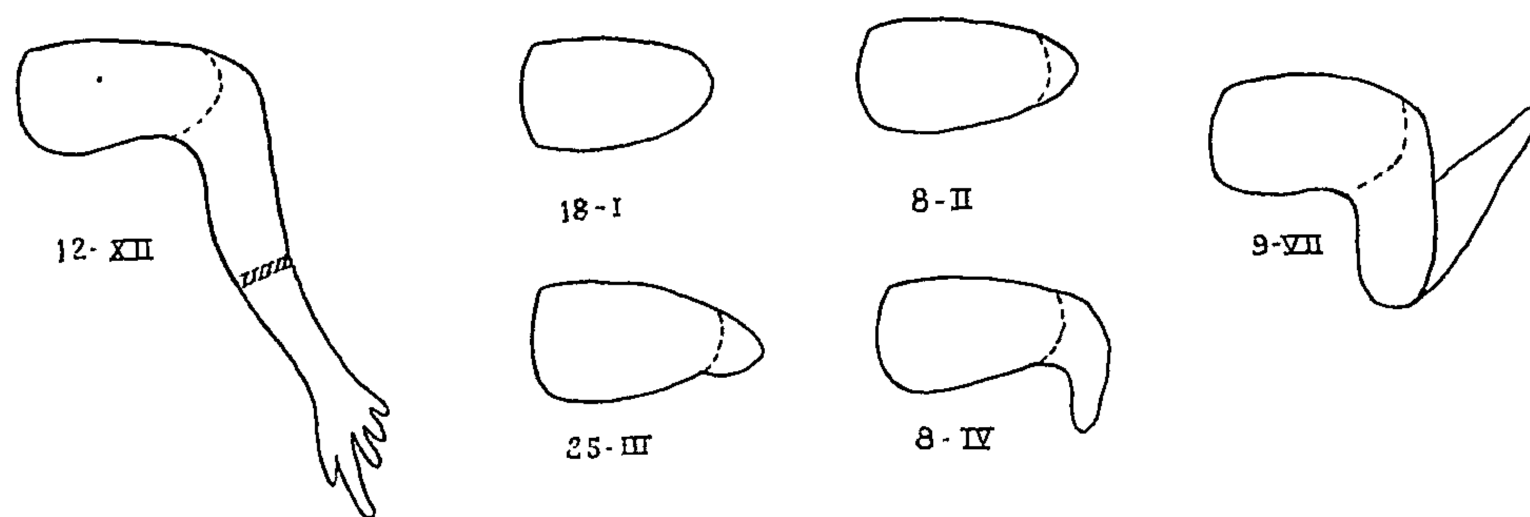
D'autre part, la construction des cellules royales et celle des rayons dépendent, comme on pouvait s'y attendre, d'un déterminisme différent, et ne sont pas inhibées par les mêmes substances.

(1) M. VUILLAUME, *Inst. Soc.*, 4, 1957, p. 113-157.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur un cas singulier de régénération chez un Batracien anoure,* Alytes obstetricans. Note de M. **Maurice Lecamp**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dans une Note précédente (1), nous avons exposé un mode de restauration du pouvoir de régénération des membres chez le têtard d'*Alytes obstetricans.* Il s'agissait d'application d'acide acétique dilué à l'extrémité du moignon d'un appendice sectionné. Les résultats obtenus nous ont incité à utiliser une technique analogue chez de jeunes crapauds de la même espèce, métamorphosés depuis plus d'un an. De l'ensemble des faits recueillis, nous exposons, ici, un cas de régénération singulier, tant par son importance que par son mode de réalisation.

Sur le membre droit, vers le milieu de la jambe, il est fait un badigeonnage circulaire, de faible largeur, à la manière d'un baguage, avec de l'acide acétique pur; l'opération est répétée une fois, deux jours après. A la suite du traitement, la lésion destructive ne se limite pas à la région badigeonnée, une nécrose importante progresse lentement en profondeur et



Le 12 décembre, situation du membre au moment de l'intervention; en traits hachurés, l'endroit badigeonné.
Le 18 janvier, le segment de la cuisse après destruction de la jambe et du pied.
Du 8 février au 9 juillet, les différents aspects du régénérat.
Les traits pointillés marquent la limite à partir de laquelle le régénérat s'est formé.

en étendue; elle intéresse les segments distaux du membre, tous les tissus sont lysés. La jambe et le pied sont totalement détruits. La mortification s'arrête à l'extrémité distale de la cuisse qui, seule, est conservée. Après cicatrisation de cette extrémité, un début de régénération y apparaît. Celle-ci est définitivement réalisée sept mois après l'intervention. Le régénérat reconstitue une jambe normale, prolongée par un segment de caractère autopodique dirigé perpendiculairement en arrière en forme d'éperon allongé. Le régénérat a une longueur totale équivalente à celle de segments correspondants normaux, il est donc important. La figure schématise les stades principaux du processus.

La régénération du membre droit ainsi obtenue présente un caractère exceptionnel. L'animal, au stade expérimenté, dans les conditions habi-

tuelles provocatrices de la régénération, ne pouvait répondre positivement. En effet, l'appendice gauche témoin, simplement sectionné au milieu de la jambe, n'a jamais régénéré. Cette différence de réaction des deux membres est d'autant plus accentuée que le régénérat, à droite, s'est formé à partir d'un niveau plus proximal que le niveau de section du membre gauche. Nous savons, en effet, que la régénération est normalement, d'autant mieux réalisée qu'elle se développe à partir de niveaux de plus en plus distaux. C'est le contraire qui est observé ici. Cette considération ajoute au caractère très spécial de la régénération du membre droit. Elle s'est réalisée dans des conditions particulières qui tiennent à la nature du traumatisme. Le fait singulier observé, au début du processus, est la lyse importante de l'ensemble des tissus des segments du membre. La littérature rapporte de nombreux cas relatifs à l'action cytostimulante des produits de dégradation des protides. Nous voyons, ici, une action analogue. Ce n'est pas le seul facteur efficient de la régénération, entre autres, corrélatif du caractère nécrosant du traumatisme, dans la région distale de la cuisse à partir de laquelle le régénérat s'est développé, la mortification, alors atténuée, a modifié les structures tissulaires. Modification, dans le sens d'une dédifférenciation, propre à libérer les éléments cellulaires formateurs du régénérat.

Ce cas de régénération, en confirmant certains faits observés, de même ordre, montre que chez l'Alytes, après la période larvaire, les possibilités de régénération sont beaucoup plus importantes qu'on a coutume de le croire. Nous pensons que cette dernière considération, dans une certaine mesure, peut s'appliquer aux Batraciens anoures, en général.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1246.

BIOLOGIE MARINE. — *Sur l'écologie intercotidale Ouest-ibérique.*
Note de M. **Édouard Fischer-Piette**, transmise par M. Louis Fage.

Après avoir étudié la côte Nord d'Espagne (1), nous avons continué en direction du Sud, jusqu'à Arcila au Maroc. Nous donnons ici quelques résultats d'un Mémoire en rédaction, relatifs notamment aux passages du bios septentrional au bios méridional. Plusieurs des espèces septentrionales étant actuellement en progrès (2), nous ferons connaître au passage les modifications récemment observées; elles tendent vers le rétablissement de la situation qui existait, semble-t-il, au début du siècle (3).

1. D'abord un coup d'œil sur l'échelonnement des limites des *espèces septentrionales*. Le Tunicier *Dendrodoa grossularia* se tient à l'Est du Ferrol. L'Algue *Laminaria Cloustoni* (= *hyperborea*) s'arrête, certaines années

(probablement 1895 et 1927, et en tous cas 1955) entre Le Ferrol et La Corogne, mais en d'autres années (1931, Lami; et depuis 1956) elle garnit toute la côte Ouest de Galice et la côte Nord du Portugal jusqu'à Buarcos. *Halydris siliquosa* émerge dans le golfe de Betanzos en grandes quantités (Fischer-Piette) et dans la ria de Pontevedra (Miranda, un exemplaire), mais nous ne l'avons pas trouvée en place plus au Sud. *Chorda filum* n'a pas été trouvé par nous au-delà de la ria de Vigo. *Balanus balanoides* s'arrête aussi, pratiquement, à la ria de Vigo ([4]). A Viana do Castelo s'arrêtent *Fucus serratus*, *Ascophyllum nodosum* et *Laminaria saccharina*, comme déjà montré par Lami ([5]). Leixoes est la frontière de *Pelvetia canaliculata* (*id.*); *Littorina obtusata* s'y arrêtait aussi en 1955-1956, et y était assez rare, mais en 1957 elle y devenait très abondante et y étendait beaucoup son domaine, et maintenant on la trouve à 350 km plus loin, devant Setubal (sa frontière au début du siècle était Gibraltar). S. Martinho do Porto est la dernière station de *Himanthalia lorea* (= *elongata*) après une lacune de 200 km. Devant Setubal s'arrêtait en 1956 *Purpura lapillus*, qui y était très rare, mais en 1957 elle y devenait fréquente et y étendait son domaine, et maintenant on la trouve à 165 km plus au Sud, à Sagres (sa frontière au début du siècle était Portimao). A Vila Nova de Milfontes s'arrête *Littorina littorea*. Odeceixe est la frontière de *Patella vulgata* ([6]), et il faut considérer comme erronées les citations qui en avaient été faites de l'Espagne méditerranéenne et du Maroc atlantique, comme viennent encore de le montrer l'examen des exemplaires marocains déterminés sous ce nom dans la collection Dautzenberg et les recherches que Mlle Gantes a bien voulu effectuer sur la côte du Maroc. A Sagres s'arrêtent les Lichens *Caloplaca marina* et *Lichina confinis*, comme l'a déjà montré Davy de Virville ([7]).

Pour deux autres espèces septentrionales, qui continuent plus au Sud mais que nous n'avons examinées cet hiver que jusqu'à l'Algarve, *Littorina saxatilis* et *Fucus platycarpus* (= *spiralis*), nous devons faire ressortir que partout nous les voyons augmenter leur prospérité : augmentation de la taille, de la densité de population, du domaine occupé, et peuplement de nouvelles stations.

2. En sens inverse, des *espèces méridionales* échelonnent leurs limites Nord tout le long des côtes Ouest-ibériques. Ce sont principalement des Mollusques, sur lesquels nous sommes déjà documentés par les beaux travaux de Hidalgo ([8]) et de Nobre ([9]). Étant donné que nous voyons actuellement augmenter la prospérité de certaines espèces septentrionales, on aurait pu s'attendre en contre-partie à voir, d'une visite à la suivante, diminuer celle de certaines espèces méridionales, or rien de tel ne semble se produire jusqu'à présent. Nous n'entrons donc pas ici dans les détails concernant chaque espèce, et nous nous contentons de rappeler qu'il

existe un cas curieux, celui de *Monodonta colubrina* (10). Cette espèce offre une succession de grands secteurs de présence et de grands secteurs d'absence, et des indices tirés de Hidalgo et de Nobre nous font penser que ces secteurs ont pu se déplacer au cours du siècle. De grandes lacunes existent d'ailleurs pour d'autres espèces, comme nous allons le voir.

3. Considérons, pour terminer, quelques-unes des espèces qui ne peuvent être qualifiées ni de septentrionales ni de méridionales, mais seulement de *tempérées*.

Un des faits les plus remarquables dans la région dont nous traitons, est une immense lacune qui s'avère exister pour l'algue *Bifurcaria tuberculata* (= *rotunda*). Très abondante en Galice, et au Portugal jusqu'à l'embouchure du Tage inclusivement, elle fait défaut à partir de là, et ne reparaît qu'entre Arcila et Rabat, pour se trouver ensuite (11) jusqu'à l'extrême Sud marocain. Il s'agit d'une lacune de 700 km environ.

Laminaria ochroleuca présente une lacune presque aussi importante : de Vila Nova de Milfontes, à la même région du Maroc (12), c'est-à-dire sur environ 550 km; mais elle en présente une autre plus au Sud, vers Agadir (Dangeard).

Saccorhiza bulbosa (= *polystiches*) présente une lacune bien plus restreinte mais incluse dans le même secteur : de l'Algarve au détroit de Gibraltar, soit 300 km environ.

Dans l'explication de ces faits pourrait bien intervenir la remarque faite par R. Lami (13) sur le rôle des nébulosités et brumes régionales dans la protection des algues marines contre la dessiccation, remarque que cet auteur avait déjà rappelée d'ailleurs à propos de l'Algarve. Car les brumes, qui ne sont pas rares au Maroc ni dans le Nord-Ouest ibérique, paraissent peu fréquentes dans le Sud de la Péninsule.

(1) *Ann. Inst. Océanogr.*, nouv. série, **31**, 1955, p. 37-124.

(2) Fischer-Piette, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 447; **242**, 1956, p. 2782; **245**, 1957, p. 373.

(3) *Voir* Fischer-Piette, *Symposium international de Barcelone sur l'Écologie ibérique*, tenu en septembre 1957, (*Publ. Inst. Biol. Apl.*, 26).

(4) Fischer-Piette et Prenant, *Bull. Centre Ét. et Rech. sc. Biarritz*, 3, 1957, p. 361-368.

(5) *Comptes rendus*, **193**, 1931, p. 1442.

(6) L'étude des *Patella* est faite en collaboration avec J. Gaillard.

(7) *Bolet. Soc. Broteriana*, **13**, 1938, p. 123-160.

(8) J. G. Hidalgo, *Fauna Malacologica de España, Portugal y las Baleares*, Madrid, 1916, 752 pages.

(9) A. Nobre, *Fauna Malacologica de Portugal, Mol. mar. e das aguas salobres*, Porto, 1938-1940, 805 pages.

(10) É. Fischer-Piette et B. S. Kisch, *J. de Conchyl.*, 97, 1957, p. 25-32.

(11) P. Dangeard, *Le Botaniste*, 34, 1949, p. 89-191.

(12) Pour la région de Gibraltar, *voir* toutefois Feldmann, *Bull. Trav. Stat. Aquic. Pêche Castiglione*, 1934, p. 1-42, *Lam. iberica*.

(13) *Revue algologique*, 7, 1933, p. 181-182.

GÉNÉTIQUE ÉVOLUTIVE. — *Déterminisme génétique de l'activité sexuelle des mâles de deux souches mutantes de* Drosophila melanogaster. Note de M. **Ernest Bösiger**, présentée par M. Maurice Caullery.

Après avoir constaté des différences considérables de l'activité sexuelle des mâles de plusieurs souches de *Drosophila melanogaster*, le déterminisme génétique de ce caractère quantitatif est étudié. Les gènes majeurs *cn* et *v* n'ont aucune influence. La vigueur des mâles est déterminée par un système polygénique. Elle baisse, quand l'hétérozygotie des mâles pour ce système polygénique diminue.

Des travaux antérieurs ont mis en évidence des différences dans l'activité sexuelle des mâles de plusieurs souches de *Drosophila melanogaster*, qui provoquent des écarts considérables de la panmixie dans les populations expérimentales ([1]), ([2]), ([3]). Pour les souches *cinnabar* (*cn*) et *vermilion* (*v*) il a été montré que l'intensité de la parade nuptiale n'est pas la même ([4]). L'étude de ce caractère quantitatif dans un assez grand nombre de souches permet de penser qu'il est déterminé par un système polygénique ([3]), ([4]).

Pour vérifier cette hypothèse, deux types d'expériences ont été effectuées. D'une part, les deux souches mutantes ont été croisées avec la souche sauvage *Oregon* et, d'autre part, les deux souches ont été isogénéisées entre elles.

1. *Croisement avec* Oregon. — Des femelles des deux souches mutantes ont été croisées avec des mâles de la souche *Oregon*. A la deuxième génération on a reconstitué trois familles *cn* et trois familles *v*, en partant pour chaque famille d'un seul couple de mouches. Pour mesurer la vigueur des mâles, six femelles étaient placées pendant 48 h avec un mâle dans un tube de culture. Ensuite les femelles ont été isolées, pour déterminer le nombre de femelles fécondées par chacun des mâles. Comme auparavant pour les souches non isogénéisées, quatre types de couples ont été constitués ([2]).

Exp.	Date.		Nombre de mâles.	♀ *cn* × ♂ *cn* (%).	♀ *cn* × ♂ *v* (%).	♀ *v* × ♂ *cn* (%).	♀ *v* × ♂ *v* (%).	χ^2 (*).	P.
A	août	1954	440	67,88	55,15	84,84	57,12	163,84	<0,001
B_1....	décembre	1954	444	71,66	65,91	76,33	55,25	75,17	<0,001
B_2....	»	1954	440	86,81	60,60	70,60	50,30	218,32	<0,001
B_3....	janvier	1955	440	68,78	50,15	63,62	64,54	54,63	<0,001
C	décembre	1955	1411	74,55	71,55	66,11	59,87	129,72	<0,001
D	»	1957	453	51,96	53,62	54,39	58,84	7,46	>0,05
E	janvier	1958	309	59,48	55,26	57,07	58,59	1,57	<0,70

(*) Le χ^2 n'est pas calculé sur les pourcentages du tableau, mais sur les nombres observés de femelles fécondées et non fécondées.

Les fréquences des femelles fécondées de cette expérience sont inscrites

séparément dans le tableau en *B*. Les résultats obtenus antérieurement avec les souches non modifiées sont rappelés en *A* ([2]). La comparaison révèle des différences significatives entre les expériences *A* et *B* et entre les trois expériences du groupe *B*. On ne peut donc pas attribuer l'écart de la vigueur des deux types de mâles uniquement à un effet pléiotropique des gènes *cn* et *v*. Mais on pourrait penser à un effet partiel des deux gènes, influencé par des modificateurs ou par l'ensemble du génome, comme M[me] Petit l'a trouvé pour le mutant *white* ([5]), ou encore à un système polygénique.

2. *Isogénéisation.* — Pour essayer de trancher entre ces hypothèses, les deux souches originales ont été isogénéisées. Puisque les deux phénotypes ne se distinguent pas chez les jeunes mouches, ceci ne pouvait pas se faire en croisant directement les deux souches. Il a fallu croiser en P_1 des femelles *cn* et des femelles *v* avec des mâles de la souche *Oregon*. En P_3, P_5, etc., on a croisé des fils +, provenant de mères $+/v$ avec les femelles *cn* et les femelles *v*. Ce mode d'isogénéisation est assez lent. L'expérience *C*, qui a été faite à la dixième génération, après cinq générations d'enjambement, donne des fréquences de femelles fécondées encore très inégales pour les quatre types de croisements, et qui diffèrent considérablement de celles des souches originales de l'expérience *A*. Ce n'est qu'à la 39[e] génération (expérience *D*), que les quatre fréquences de femelles fécondées ne diffèrent plus significativement ($P > 0{,}05$). La vigueur des deux types de mâles, ainsi que la réceptivité des deux types de femelles se trouvent égalisées par l'isogénéisation.

L'expérience complémentaire *E* a été faite pour mieux assurer ce résultat. Toutes les mouches de cette expérience sont génotypiquement sauvages. Elles ont été obtenues à la 40[e] génération d'isogénéisation, d'une part, par le croisement de femelles $+/cn$ avec des mâles $+/cn$ et, d'autre part, de femelles $+/v$ avec des mâles $+/—$. Par analogie, quatre types de croisements ont été effectués, qui figurent au tableau dans la colonne qui correspond à l'origine de ces mouches sauvages. L'homogénéité des quatre fréquences de femelles fécondées est hautement significative avec un $P < 0{,}70$. Les moyennes des deux expériences, 54,96 % de femelles fécondées pour l'expérience *D* et 57,65 % pour l'expérience *E*, donnent un χ^2 de 3,24 et ne diffèrent pas significativement ($P < 0{,}10$).

Conclusions. — Puisque les mâles *cn* et les mâles *v*, ainsi que les deux types de mâles +, fécondent, après une longue isogénéisation, le même nombre de femelles, et ceci indépendamment du génotype des femelles, on peut écarter l'influence de gènes modificateurs ou d'effets pléiotropiques des gènes *cn* et *v* sur la vigueur des mâles. Les résultats s'accordent bien avec l'hypothèse d'une base polygénique de ce caractère quantitatif. Ainsi on comprend que, dans les trois expériences du groupe *B*, les lots

de polygènes transmis à chacune des souches n'étaient pas les mêmes et qu'il y a de ce fait des fluctuations dans les fréquences de femelles fécondées. Mais on remarquera aussi que les polygènes passent sans doute par paquets d'une génération à l'autre, ce qui maintient, à un taux réduit, l'avantage des mâles *cn*.

On constate que le pourcentage des femelles fécondées est plus bas à la 39e génération (exp. *D*) qu'à la 10e génération d'isogénéisation (exp. *C*). La comparaison avec les expériences *A* et *B* est moins probante, parce que la composition génétique des souches était différente. Il est néanmoins intéressant de voir que les mâles des expériences *D* et *E* fécondent aussi peu de femelles que les mâles *v* de l'expérience *A*. Or ces mâles *v* provenaient d'une souche qui avait été élevée, depuis de très longues années, au laboratoire, tandis que la souche *cn* a été constituée en 1951 avec des mouches fraîchement capturées dans une population naturelle. Il semble donc bien, comme des observations antérieures l'avaient déjà indiqué, que la vigueur des mâles évolue en fonction du degré d'hétérozygotie pour le système polygénique qui la détermine (3), (6).

(1) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 934.
(2) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1320.
(3) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1419.
(4) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2107.
(5) C. Petit, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 521.
(6) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 489.

(*Laboratoire de Génétique évolutive et de Biométrie du C. N. R. S., Gif-sur-Yvette, Seine-et-Oise.*)

BIOPHYSIQUE. — *Action de la chaleur sur l'acide désoxyribonucléique : variations de la masse des particules en solution.* Note (*) de Mlle **Anne-Marie Freund** et MM. **Jean Pouyet** et **Charles Sadron**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Nous avons étudié l'évolution au cours du temps de solutions d'acide désoxyribonucléique (ADN) portées à diverses températures, par des mesures systématiques d'intensité de diffusion de la lumière (appareil du type Wippler-Scheibling du Centre de Recherches sur les Macromolécules), de viscosité intrinsèque, d'absorption dans l'ultraviolet et — dans certains cas — de vitesses de sédimentation.

On sait en effet que, par l'emploi convenable de ces techniques, on peut atteindre des données relatives, d'une part à la masse des particules de soluté et, d'autre part, à leur morphologie.

Dans cette première communication nous nous bornerons à exposer les résultats obtenus sur les masses. On a, comme il est classique, déter-

miné au moyen d'une double extrapolation la limite du rapport I/c de l'intensité diffusée I à la concentration c pour $c = 0$ et dans la direction du faisceau lumineux incident. Ce nombre permet de calculer la valeur moyenne en poids M de la masse des particules diffusantes. Nous donnerons à M le nom de masse particulaire, et non de masse moléculaire, car nous ne savons pas si les particules diffusantes sont de véritables macromolécules, ou des agrégats de natures diverses.

MODE OPÉRATOIRE. — On prépare une solution mère d'ADN à une concentration $c_0 = 20.10^{-5}$ g/ml, soit dans l'eau, soit dans une solution Cl Na 10^{-2} molaire.

a. La solution est portée à la température T dans un thermostat pendant un laps de temps θ au bout duquel elle est ramenée rapidement à la température ordinaire;

b. On introduit ensuite dans cette solution du Cl Na jusqu'à une concentration finale 1 molaire;

c. On effectue les diverses mesures sur les solutions obtenues par dilution de cette solution mère par de l'eau contenant du Cl Na à la concentration molaire.

L'ensemble des opérations *a*, *b*, *c* est répété pour des températures T et des temps θ différents.

MATÉRIEL EXPÉRIMENTAL. — L'ADN utilisé provient :

soit de thymus du Veau (échantillon CV 71);

soit d'érythrocytes du Coq (échantillon CV 51).

L'extraction a été faite par la méthode de Signer et Schwander modifiée (technique non publiée) par R. Vendrely.

Les caractères de leurs solutions avant traitement thermique dans les solutions à Cl Na 1 molaire sont les suivants :

	CV 71.	CV 51.
Masse par diffusion de la lumière M_0	$7.4.10^6 \pm 10$ %	$11.6.10^6 \pm 10$ %
Viscosité intrinsèque (C. G. S.)	2 650 $\pm 2,5$ %	4 000 $\pm 2,5$ %
Rayon de giration	1 480 Å ± 10 %	2 100 Å ± 10 %
Coefficient d'absorption (2 590 Å) $(\varepsilon_2)_0$	6 400 ± 1 %	7 020 ± 1 %

RÉSULTATS OBTENUS. — Dans le cas de CV 71 le traitement thermique a été effectué sur la solution dans l'eau pure aux températures T de 75, 80, 85 et 98° C.

Dans le cas de CV 51 le traitement a été effectué sur la solution Cl Na 1.10^{-2} molaire à la seule température de 75° C.

Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 1 et 2. Les temps θ figurent en abscisse et en ordonnée le rapport $R = M/M_0$ de la masse M dans la solution dégradée à la masse M_0 dans la solution non traitée.

a. Cas de CV 71. — Pour les températures plus élevées que 78° C, R croît

avec θ, passe par un maximum dont la valeur est d'autant plus grande que T est plus élevé pour décroître jusqu'à une valeur limite R = 0,047 correspondant à M_2 = 350 000.

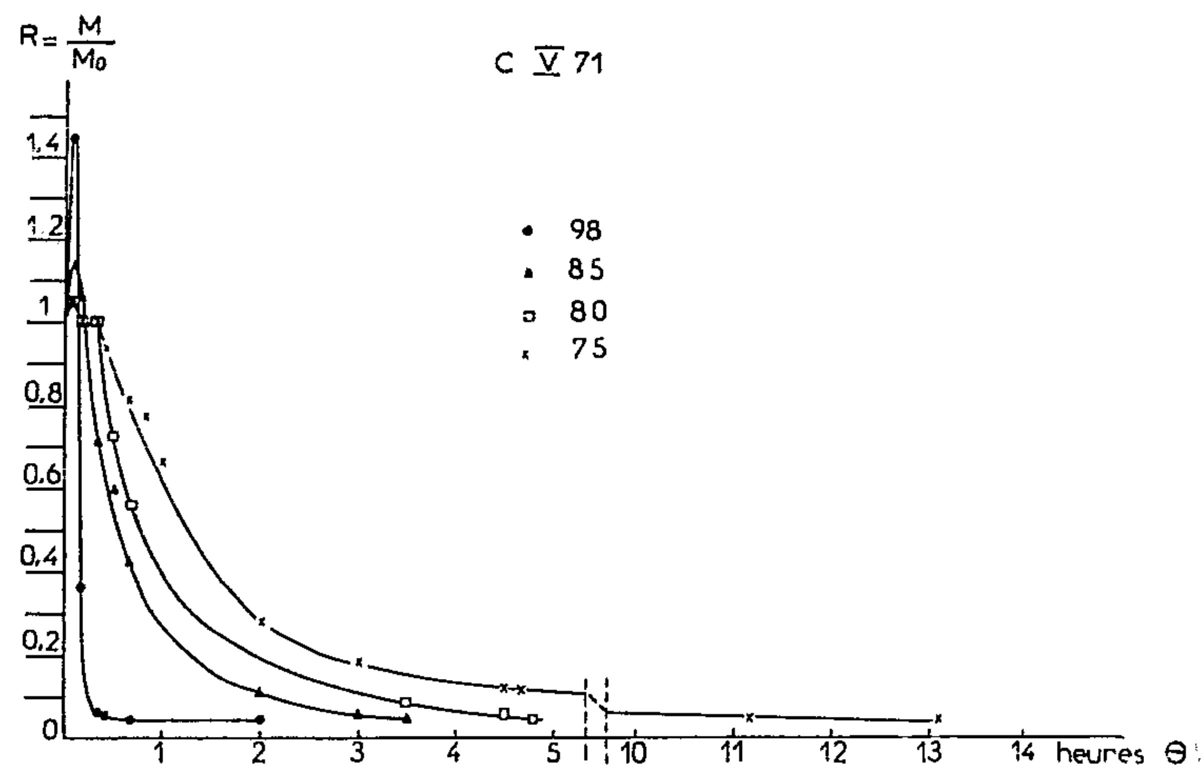


Fig. 1.

On doit remarquer d'ailleurs que l'imprécision des mesures ne permet pas d'affirmer qu'un maximum existe certainement à 80° C.

A T = 75° M reste constant et égal à M_0 (R = 1) pour des durées θ de l'ordre de 20 mn. Quand θ devient plus grand, R décroît pour se fixer à la même valeur que ci-dessus.

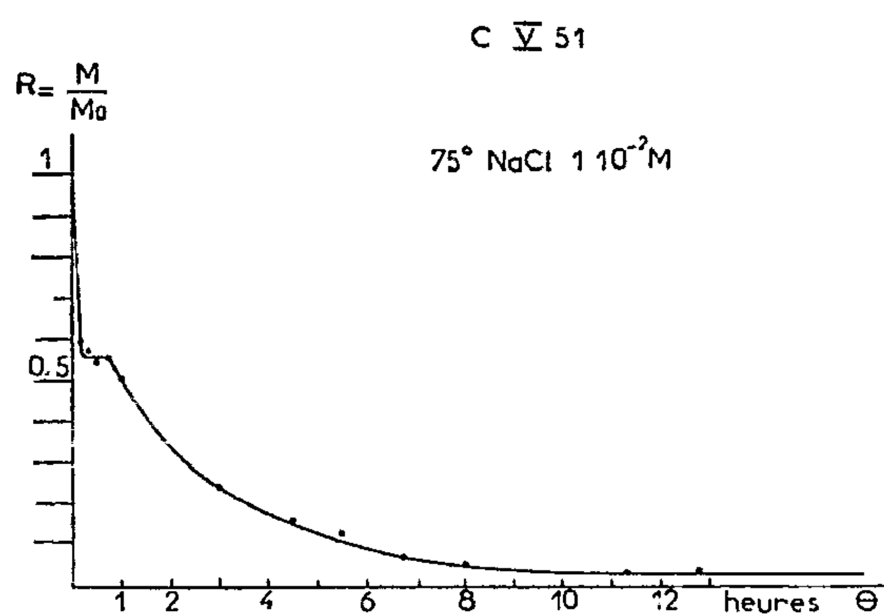


Fig. 2.

b. Cas de CV 51. — A 75° C, R décroît aussitôt pour se fixer à une première limite R = 0,55 correspondant à M = M_1 = $6.4.10^6$. Ce n'est que si θ dépasse une trentaine de minutes que R décroît pour se stabiliser à une valeur limite R = 0,031 correspondant à M = M_2 = 360 000.

DISCUSSION. — On remarque que, aux erreurs d'expérience près :

a. Les particules d'ADN (CV 51) de masse $M_0 = 11,6.10^6$ chauffées à 75° se divisent aussitôt pour donner des particules de masse moyenne sensiblement moitié et qui reste stable pendant une vingtaine de minutes, alors qu'à la même température et pendant un laps de temps du même ordre un échantillon originellement de masse moitié (CV 71) reste stable.

Une semblable observation avait déjà été faite dans notre laboratoire par Jan Hermans [1] sur un ADN extrait du thymus de Veau et de masse initiale $11,6.10^6$.

b. Pour des températures supérieures à 75° C, et peut-être même à 80° C, l'échantillon de masse $7,4.10^6$ subit aussitôt une transformation conduisant à une augmentation de la masse mesurée.

c. Pour les deux échantillons et pour les températures étudiées la dégradation poussée pendant un temps assez long conduit à une masse limite M_2 qui — dans la limite de la précision des mesures — est la même dans tous les cas et égale à 350 000.

Si l'on tient compte de la marge considérable des erreurs sur la précision des mesures de masse moyenne, on peut donc conclure que des deux types de particules trouvés fréquemment dans les mesures de M et dont les masses sont respectivement le double les unes des autres (ordre de 12.10^6 à 16.10^6, ordre de 6.10^6 à 8.10^6), le type le plus lourd est le plus fragile et passe, par dégradation ménagée, au type de masse moitié moindre qui est plus stable.

Dans les mêmes conditions de précision, la dégradation thermique poussée pendant plusieurs heures conduit à des particules dont la masse moyenne semble — dans les limites de nos expériences — indépendante de la température, de la force ionique de la solution, de la masse moyenne des particules dans la solution mère non dégradée.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) J. HERMANS, à paraître au *Journal of Polymer Science*.

(Centre de Recherches sur les Macromolécules, C. N. R. S., Strasbourg.)

RADIOBIOLOGIE. — *Action indirecte chimiotropique des rayons γ sur la Bouvière* (Rhodeus amarus *B.*). Note de M. **ERWIN HEINTZ**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dans un ensemble de recherches sur l'action de divers agents physiques et chimiques sur le comportement des Bouvières, nous avons été amenés à étudier l'influence des rayons γ sur ces animaux. A cet effet, nous avons employé le même dispositif que nous avions réalisé [1], pour l'étude du chimiotropisme des Poissons.

Des lots de cinq Bouvières furent placés dans une longue cuve en verre AB (*fig.* 1). Une moitié de la cuve fut irradiée avec une source de radium S placée à une distance SC de l'axe de la cuve; l'autre moitié était protégée par des écrans de plomb. Sous l'influence des rayons γ, le centre de gravité du groupe des Poissons prend une position moyenne fixe après 2 à 3 mn d'irradiation et la distance en centimètres qui sépare cette position de la position moyenne du centre de gravité en l'absence de toute irradiation (milieu de la cuve) constitue la mesure de l'effet (répulsion ou attraction) de la dose de radiation employée. Toutes les mesures ont été faites avec un temps d'irradiation standard de 10 mn. Dans ces conditions, en répétant les expériences avec cinq lots de cinq bouvières, tout déplacement moyen du centre de gravité de plus de 1,5 cm est significatif.

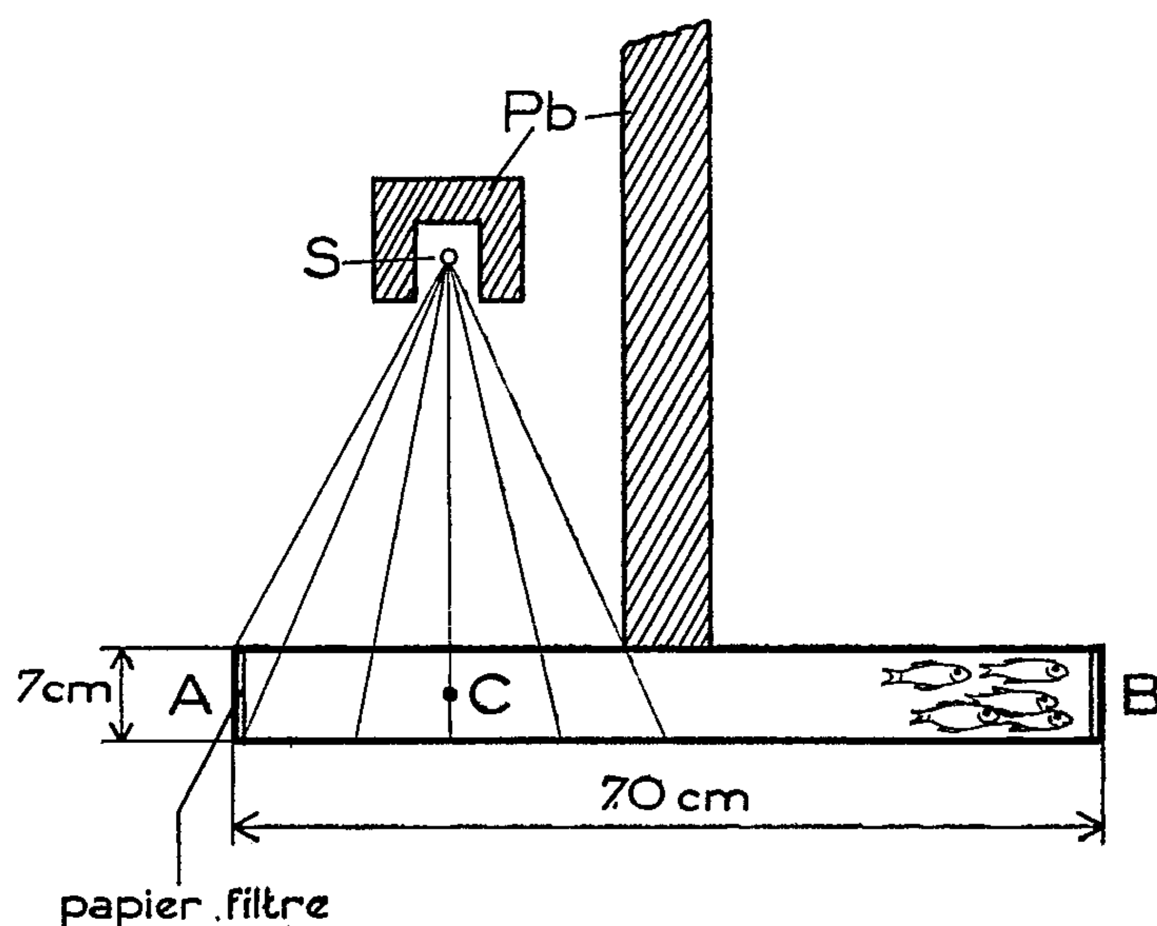


Fig. 1.

Dans le but d'éviter des effets grégaires (causés par des miroirs) nous avons recouvert de papier filtre les parois intérieures A et B de la cuve. Dans une autre série d'expériences, les parois A et B étaient en verre dépoli. Les résultats ne furent pas les mêmes dans les deux cas :

1° Parois A et B en verre dépoli : On obtient pour toutes les doses supérieures à environ 10^{-4} (seuil) des actions répulsives. La répulsion augmente à peu près linéairement avec log *r* (courbe A, *fig.* 2).

2° Irradiation en présence de papier filtre : Dans ce cas, on obtient, pour les fortes doses et les doses très faibles, une répulsion et, pour les doses intermédiaires, une attraction passant par un maximum (courbe B, *fig.* 2). Le seuil de l'action se situe environ dix fois plus bas (10^{-5}) que dans le cas précédent. Quel est le rôle du papier filtre ? Depuis les travaux de

Fricke [2], et de Weiss [3], on sait que, dans l'eau contenant de l'oxygène et irradiée, il peut se former de l'eau oxygénée et des radicaux libres et que la présence de substances organiques favorise notablement la production de H_2O_2 (« action indirecte » par activation de l'eau). Il est donc possible que le papier filtre joue, dans nos expériences, le rôle de telles substances organiques.

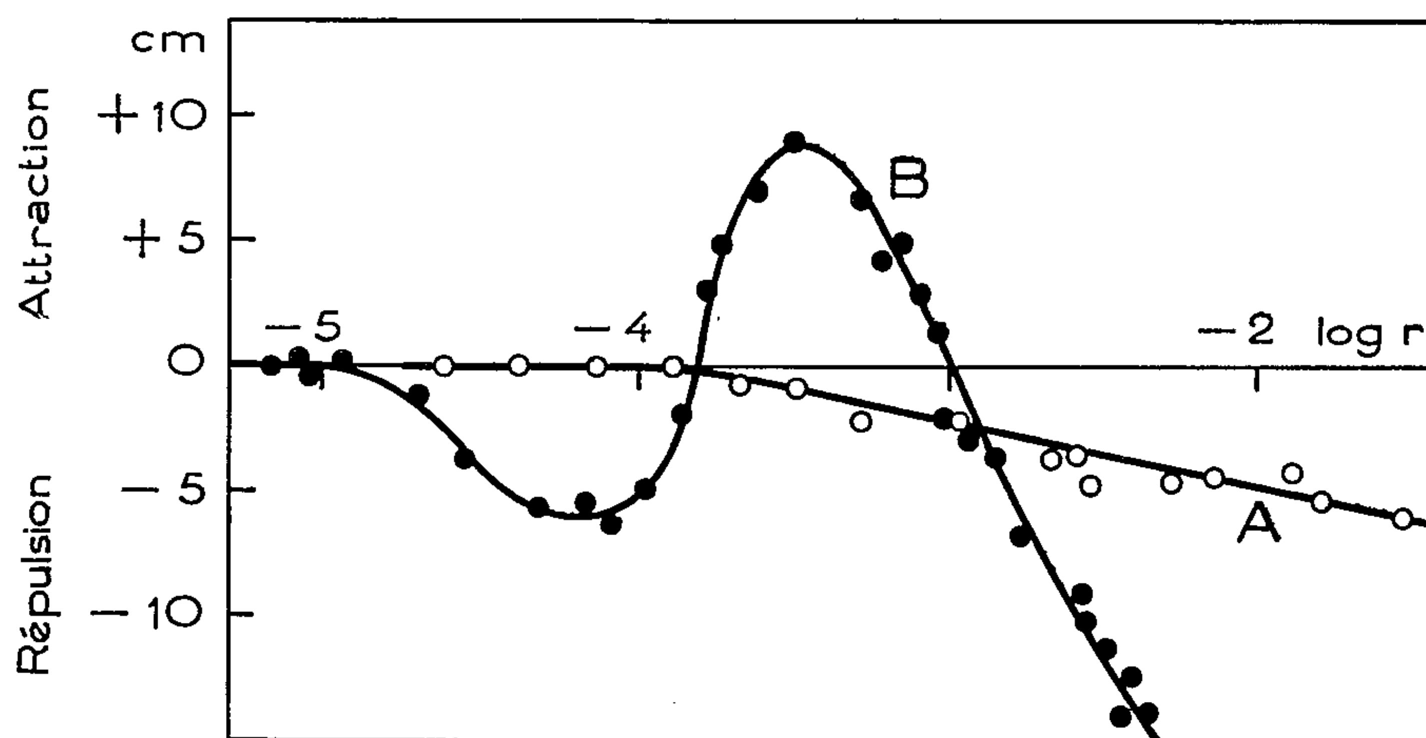


Fig. 2.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons institué des expériences dans lesquelles : 1° le papier filtre A était irradié; 2° les Poissons ne pouvaient pénétrer dans l'espace irradié séparé par une grille.

Dans d'autres expériences, le papier filtre était irradié d'abord dans un récipient à part, puis mis dans la cuve d'expériences AB. Dans les deux cas, suivant le degré d'irradiation, les Poissons ont été repoussés ou attirés par le papier filtre dans des proportions voisines de celles indiquées par la courbe B de la figure 2. Donc, c'est l'effet chimique de l'irradiation qui est en cause et non pas l'irradiation elle-même.

L'hypothèse d'une activation de l'eau trouve encore un appui dans le fait que la répulsion ou l'attraction observée dans les expériences faites avec du papier filtre est plus lente à disparaître (10 à 15 mn) après suppression de la source S, que dans le cas des parois de verre dépoli A et B, cas où subsistent néanmoins dans l'eau des traces de substances organiques, et dans lesquels la répulsion disparaît déjà au bout de 2 à 3 mn.

Contre-épreuve : nous avons irradié des papiers filtres plongés dans de l'eau bidistillée, sans oxygène, dans des récipients à part; puis nous les avons placés dans la cuve. Dans ce cas, aucun effet, n'a été obtenu même avec des doses nettement plus fortes que celles précédemment employées.

Enfin, en irradiant avec des doses de 5 300 r des papiers filtres plongés dans de l'eau ordinaire, nous avons pu observer à l'aide du réactif de

Denigès ([4]), une formation de H_2O_2, environ 0,1 mg/l, adsorbée presque totalement sur le papier filtre. Par contre, l'irradiation de l'eau seule dans les mêmes conditions n'a donné aucun résultat. La présence du papier filtre favorise donc la réaction.

L'ensemble de nos expériences confirme l'hypothèse de l'action d'une eau activée par la présence de papier filtre. Nous avons affaire à une « action indirecte » dans le sens de Fricke, se manifestant par un chimiotropisme causé par les produits de l'activation de l'eau (H_2O_2).

(1) E. Heintz, *Experientia*, 1 et 2, 1958 (sous presse).
(2) H. Fricke, *J. Chem. Phys.*, 2, 1934, p. 556 et 6, 1938, p. 229.
(3) J. Weiss, *Nature*, 153, 1944, p. 748.
(4) G. Denigès, *Comptes rendus*, 211, 1940, p. 196.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Renouvellement des acides gras des phosphoglycérides chez le Rat normal.* Note de M. **Marc Pascaud**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Après injection intra-péritonéale d'acétate 1-C^{14} au Rat adulte, on examine l'évolution en fonction du temps, de l'activité des acides gras totaux des fractions Céphalines et Lécithines dans les tissus : foie, plasma, tissu adipeux périrénal. On interprète l'allure des courbes d'évolution et l'on recherche l'origine des acides gras des diverses catégories.

Nous avons examiné le renouvellement des Acides Gras (AG) marqués au C^{14} des divers Phosphoglycérides (PL) dans trois tissus du Rat : le foie tissu synthétisant, le plasma voie de transport, le tissu adipeux tissu de réserve.

Conditions expérimentales et résultats. — Rats mâles Wistar adultes, au régime normal équilibré; 12 h de jeûne, injection intra-péritonéale de 25 μC d'acétate 1-C^{14} par 100 g. Le Rat est décapité après 15 mn à 6 h et le sang recueilli. On prélève le foie perfusé et le tissu adipeux périrénal. Les PL sont obtenus par deux à quatre précipitations acétoniques sur l'extrait lipidique total. Un passage sur colonne de cellulose élimine les contaminants azotés et phosphorés (30 % du poids brut). Les PL purs sont séparés sur colonne d'acide silicique en deux fractions : Céphalines, Lécithines ([1]). Leur caractérisation est réalisée par réaction sur les taches (ninhydrine et iode) et par évaluation du rapport AG/P. Le tableau I groupe les moyennes des résultats obtenus sur les trois tissus.

Nous avons constaté : *a.* dans le tissu adipeux la présence de PL, essentiellement de Céphalines; *b.* par analyse électrophorétique des bases aminées des Céphalines hépatiques, l'existence, à côté de l'éthanolamine

et de la sérine, de deux bases inconnues actuellement à l'étude, dont l'une hydroxylée.

TABLEAU I. — *Teneur en phospholipides des trois tissus du Rat.*

	Foie par g frais (mg).	Plasma par ml (mg).	Tissu adipeux périrénal par g frais (mg).
PL totaux purs..................	35	1,18	1,56
Céphalines.....................	16,3	0,17	0,95
Lécithines......................	17,5	0,81	0,44

Après saponification les AG sont extraits, pesés et titrés sous azote. Leur radioactivité est mesurée en couche mince sur disque avec correction d'autoabsorption. La précision de la technique est limitée par la qualité

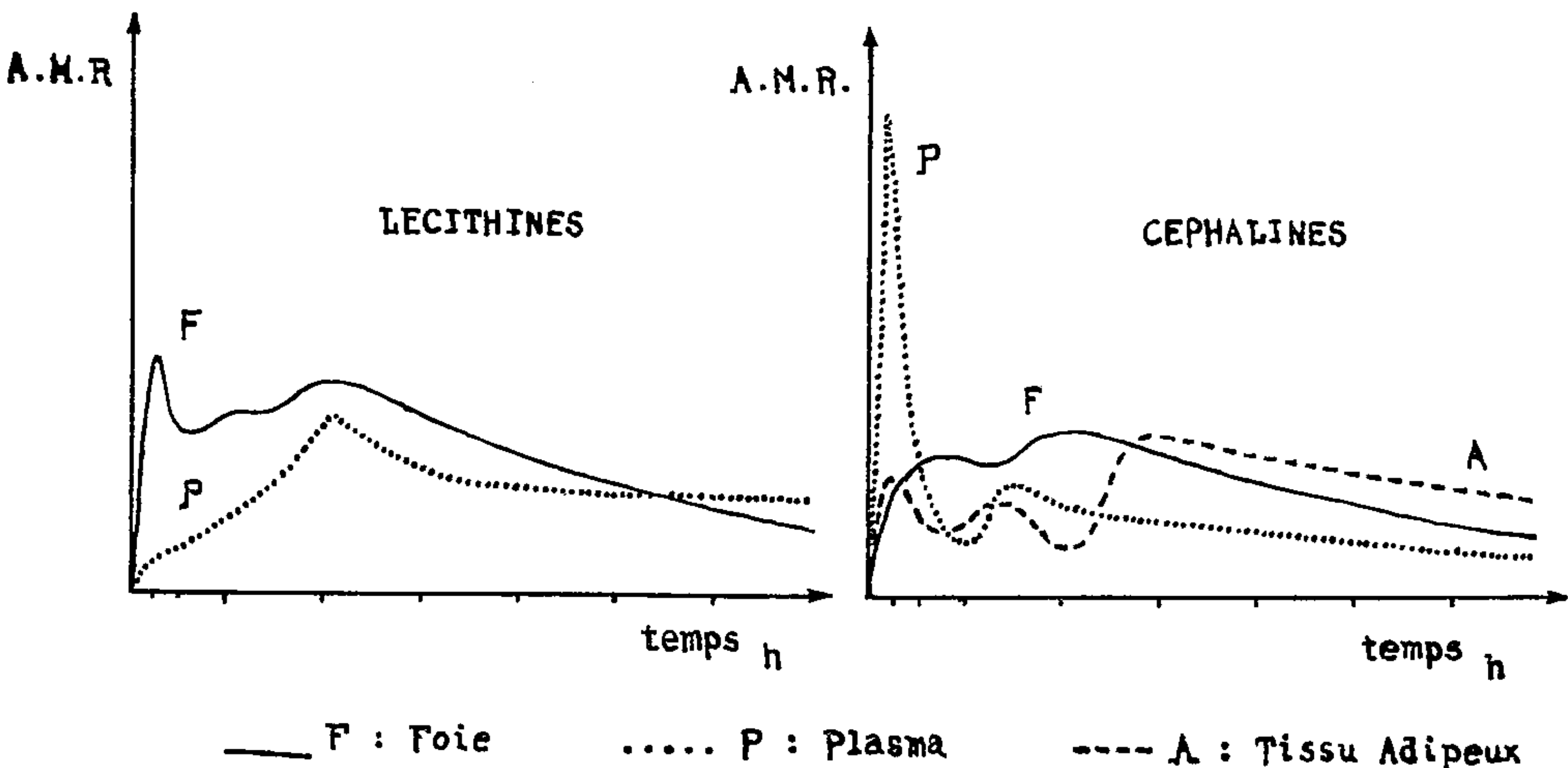


Fig. 1 et 2. — Évolution de l'activité des acides gras.

du tube de Geiger (5 %). L'évolution en fonction du temps des activités molaires « relatives » (A. M. B. = activité par molécule d'AG/activité injectée par 100 g de Rat) des AG des Céphalines et Lécithines des trois tissus est présentée dans le tableau II et les figures 1 et 2.

TABLEAU II. — *Activité molaire relative des acides gras.*

Temps	Foie.		Plasma.		Tissu adipeux périrénal.	
(h).	Lécithines.	Céphalines.	Lécithines.	Céphalines.	Lécithines.	Céphalines.
1/4.........	2,35	1,17	0,35	4,88	1,49	2,32
1/2.........	1,62	1,19	0,43	2,01	1,37	0,80
1...........	1,84	1,41	0,73	0,59	–	0,68
1 1/2........	1,69	1,26	1,06	1,08	–	0,84
2...........	2,07	1,57	1,78	0,74	–	0,50
3...........	1,74	1,47	1,19	0,73	3,34	1,62
6...........	0,89	0,78	1,12	0,56	–	1,27

Compte tenu des fluctuations, les accidents présentés par les courbes d'évolution sont significatifs de phénomènes physiologiques réels.

Discussion. — *a. Lipogenèse dans les tissus et échanges tissus-plasma.* — En état stationnaire, dans les tissus où la synthèse des AG à partir de l'acétate et leur incorporation dans les PL étudiés sont rapides, on observera dans les premiers temps suivant l'injection une augmentation rapide de l'activité suivie d'une chute (pic). Au contraire, dans ceux où la synthèse est lente ou nulle, on observera des pics atténués ou retardés par rapport aux premiers.

1° *Dans le plasma*, le pic aigu des AG des Céphalines contraste avec la montée lente de la courbe des Lécithines. Étant donné la faible teneur en Céphalines, leur renouvellement rapide est certainement lié à un rôle physiologique spécifique actuellement non élucidé. Nos expériences montrent que leur activité durant la première demi-heure est très supérieure à celle des Céphalines du foie ou des globules sanguins [2]. Par contre, nous avons établi que les AG et particulièrement les AG non estérifiés du poumon présentent initialement une activité deux à cinq fois plus forte que celle des AG des Céphalines plasmatiques : l'origine pulmonaire de ces dernières est donc à envisager.

2° *Dans le tissu adipeux*, les Céphalines seraient pour une part synthétisées *in situ* et d'autre part y seraient incorporés des AG d'origine hépatique, le transport de ces derniers n'étant pas effectué sous forme de Céphalines plasmatiques.

3° *Dans le foie*, la synthèse des AG et leur incorporation, soit dans les Céphalines, soit dans les Lécithines procèdent apparemment de façon parallèle mais avec des intensités différentes attribuables, soit à une composition chimique, soit à un rôle physiologique différents. Nos expériences font apparaître l'activité lipogène du foie comme indépendante de celle des autres tissus avec lesquels il est en relation par la voie du plasma.

b. Vitesse du renouvellement des Acides Gras. — Utilisant la phase décroissante de l'activité, nous avons calculé la vitesse d'incorporation des AG dans les PL du foie. Chez nos rats, les AG des Lécithines et Céphalines hépatiques sont renouvelés à la même vitesse : par heure, 22 % sont incorporés. Le temps de renouvellement est donc environ 5 h. Ces résultats diffèrent de ceux obtenus dans des conditions physiologiques et selon des techniques de calcul différentes. L'interprétation du mécanisme du renouvellement des AG des Lipides hépatiques sera effectuée en collaboration avec A. Louedec qui a effectué sur les Esters du Cholestérol et les Glycérides un travail parallèle au nôtre [3].

Conclusions. — 1. Les AG des Lécithines plasmatiques à renouvellement lent ont une origine vraisemblablement hépatique. Au contraire, les Céphalines plasmatiques à renouvellement très rapide ne proviennent

ni du foie ni des éléments figurés du sang, mais pourraient provenir du poumon.

2. Dans le tissu adipeux, les Céphalines pour une part synthétisées *in situ* présentent un renouvellement rapide et complexe comparé à celui des Céphalines hépatiques.

3. Dans le foie, les AG des Céphalines et des Lécithines sont renouvelés à la même vitesse.

(1) C. H. Lea, D. N. Rhodes et R. D. Stoll, *Biochem. J.*, 60, 3, 1955, p. 353-363.
(2) A. T. James, J. E. Lovelock et J. Webb, *Biochem. J.*, 66, 4, 1957, p. 60.
(3) A. Louedec, *Comptes rendus*, 246, 1958 (à paraître).

(*Institut de Recherches sur le Cancer,*
16 *bis, avenue Paul-Vaillant-Couturier, Villejuif, Seine.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Nouvelles données relatives à l'influence du groupe sanguin sur le taux d'extraction des lipides du sérum par l'héparine.* Note de Mlle **Colette Magis**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Il a été montré dans une Note précédente (1) que le taux d'extraction des lipides du sérum par l'éther en présence d'héparine varie selon le groupe sanguin. Dans ce premier travail, portant sur 141 sérums différents, la courbe de fréquence des taux d'extraction avait été établie pour chaque groupe. Chaque courbe montrait un maximum de fréquence se distinguant nettement de celui des autres groupes.

Dans le présent travail, pour confirmer et préciser ces premiers résultats, 139 nouveaux sérums ont été examinés : 61 du groupe O, 57 du groupe A et 20 du groupe B. Ces sérums provenaient d'individus normaux, non donneurs de sang habituels et à jeun. Les résultats obtenus confirment entièrement ceux du travail précédent. Il est apparu tout de suite que, pour chacun des groupes O, B et A, les nouvelles courbes de fréquence relatives à ces nouveaux lots coïncident avec les courbes des lots précédents. Il s'ensuit qu'en réunissant l'ensemble des résultats, anciens et nouveaux, soit au total 95 sérums du groupe A, 94 du groupe O et 57 du groupe B, la dispersion moyenne des points diminue et les courbes apparaissent plus régulières.

Ces faits montrent bien que les sérums d'un groupe donné se comportent comme une population homogène en ce qui concerne le taux d'extraction des lipides par l'héparine. Néanmoins, l'écart standard S correspondant à chaque groupe a été calculé. Les valeurs de S sont : pour le groupe O (94 cas) $S = 4,5$, pour B (57 cas) $S = 6,2$, et pour AB (34 cas) $S = 4,6$. Le groupe A a été scindé en deux : pour 75 cas dont

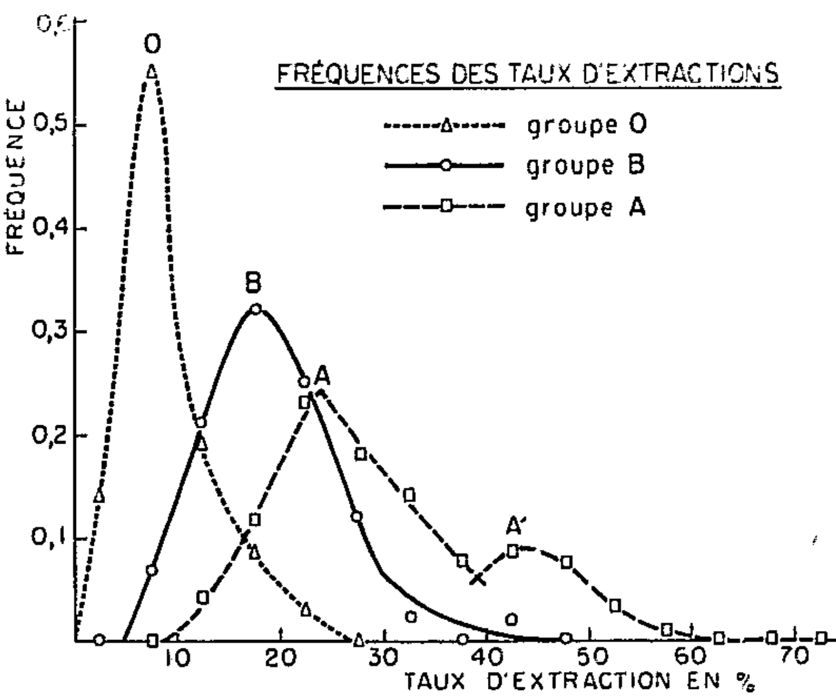
le taux d'extraction est $< 40\ \%$, $S = 6,5$ et pour 20 cas dont le taux d'extraction est $> 40\ \%$, $S = 3,8$. De plus, le test de Student a été appliqué à la comparaison des résultats des différents groupes prix deux à deux (*voir* tableau).

Couples comparés.	Nombre de couples.	t.	P(*).
O et A	94	18	$< 10^{-10}$
O et AB	34	10	$< 10^{-7}$
O et B	57	10	$< 10^{-7}$
B et A	57	7	$< 10^{-5}$
B et AB	34	3,7	10^{-3}
A et AB	34	1	0,32

(*) P, probabilité pour que les différences ne soient pas significatives.

Pour les cinq premières lignes, les valeurs extrêmement petites de P indiquent, ainsi qu'il ressort du simple examen des courbes de fréquence, que les différences entre les groupes sont pratiquement des certitudes. Par contre, lorsqu'on compare les groupes A et AB (32 cas de l'étude précédente plus deux nouveaux sérums), la valeur de t indique qu'il y a environ 30 % de chances pour que les différences entre ces deux groupes ne soient pas significatives.

En ce qui concerne le groupe A la coïncidence des courbes de fréquence relatives à chacun des deux nouveaux lots (36 et 21 individus) de sérums examinés avec celles du lot précédent (38) se constate jusque dans la persistance du petit maximum secondaire. On le retrouve donc évidemment (maximum A′ de la figure) sur la courbe relative à l'ensemble des trois



lots (95 cas). Ces deux maximums ne correspondent pas aux deux sous-groupes AI et AII. En effet, les points relatifs à ces deux types de sérums se placent indifféremment dans l'une ou l'autre des zones supérieure ou inférieure à 40 %. Par contre, on pourrait retenir l'idée que les deux

maximums reflètent des différences entre les sérums d'individus appartenant aux deux types génétiques, les homozygotes AA et les hétérozygotes AO. D'autant plus que la proportion des deux types génétiques est de 4 AO pour 1 AA et que, sur les 95 sérums A étudiés, 75 ont un taux d'extraction inférieur, et 20 supérieur à 40 % proportion, proche du rapport précédent. On comprendrait que la présence du gène O chez un individu AO puisse influer sur le taux d'extraction de son sérum en le rapprochant de celui des sérums du groupe O, conduisant ainsi à une valeur inférieure (sommet A) au taux d'extraction des sérums des individus homozygotes AA (sommet A'). Il n'a malheureusement pas été possible d'avoir des renseignements sur le type génétique des sérums A examinés.

Dans le cas du groupe B le rapport entre les nombres des individus BB et BO n'est que de 1 à 10; aussi il eût été nécessaire d'examiner un nombre de sérums bien supérieur à 57 pour mettre en évidence une singularité quelconque sur la courbe de fréquence des sérums du groupe B.

(1) C. Magis, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2432.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *La transformation du squalène* (11, 14^{14}C) *de synthèse en cholestérol, chez le Rat*. Note (*) de M. **Robert E. Wolff** et Mlle **Nicole Godefroy**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Les auteurs ont étudié l'activité biologique du squalène de synthèse marqué aux positions 11 et 14; ils ont observé que celui-ci, après administration orale au Rat, est transformé en cholestérol marqué, qu'ils ont isolé à partir du foie.

Les travaux de Langdon et Bloch (1) ont montré que le squalène, obtenu par biosynthèse à partir d'acétate radioactif, est transformé en cholestérol marqué lorsqu'il est administré à la Souris. Ces auteurs, ainsi que Dauben et Bradlow (2), ont également préparé du squalène marqué par synthèse chimique; mais ces produits sont biologiquement inactifs : en effet, la déshydrohalogénation de l'hexachlorhydrate du squalène, que comporte chacune de ces synthèses, permet aux six doubles liaisons ainsi créées d'adopter des positions et des stéréochimies diverses; or, Nicolaides et Laves (3) ont montré que le squalène naturel et biologiquement actif est le « tout-trans » hexaméthyl-2.6.10.15.19.23 tétracosahexa-2.6.10.14.18.22 ène. De même, le squalène marqué obtenu par biosynthèse (1) devient biologiquement inactif lorsqu'on tente de le purifier par passage à l'hexachlorhydrate cristallisé. Ces modifications de structure se traduisent également par une modification du spectre infrarouge et par une variation du R_f dans le chromatogramme sur papier (2).

Isler et coll. (4), Tripett (5), Dicker et Whiting (6) et Mondon (7) ont

récemment publié de nouvelles synthèses du squalène : les produits qu'ils obtiennent sont identiques au squalène naturel, tant par le spectre infrarouge et le R_f que par la position des doubles liaisons et leur configuration trans [formation d'un clathrate avec la thiourée ([3])].

Le produit préparé par Isler et coll. ([4]), administré au Rat, inhibe la biosynthèse, par le foie, du cholestérol à partir d'acétate : cette propriété, commune aux différents précurseurs biologiques du cholestérol, ne prouve cependant pas, de manière certaine, leur qualité de précurseur, puisque Tomkins et coll. ([8]) l'ont observée pour des substances qui en sont certainement dénuées. La preuve certaine peut être obtenue par l'emploi de squalène marqué.

Ces considérations, ainsi que l'intérêt de disposer de squalène marqué sur un nombre limité d'atomes de carbone, nous ont amené à étudier la transformation en cholestérol, chez le Rat, de squalène (11.14 ^{14}C) ([9]) synthétisé par Wolff et Pichat ([10]) selon une modification de la synthèse de Mondon ([7]).

Le squalène radioactif, mélangé à du squalène ordinaire, à la dose de 5 mg de squalène et comportant 760 000 coups/mn, fut administré dans 0,50 ml d'huile de coton, par sonde stomacale, soit en une fois (rats n°s 1, 2 et 3), soit en six portions réparties sur 36 h (rat n° 4), les animaux étant sacrifiés 48 h après la première administration.

Après saponification du foie, l'extraction fut effectuée, soit sur l'hydrolysat alcalin en phase hydroalcoolique, avec de l'éther de pétrole, pour fournir l'insaponifiable, soit, avec du chloroforme, sur l'hydrolysat préalablement acidifié, pour fournir le mélange acides gras-insaponifiable.

La séparation du cholestérol fut effectuée sous forme de dérivé digitonique, d'après Sperry; mais, ce dérivé étant susceptible ([11]) d'entraîner des impuretés radioactives à activité spécifique élevée (high counting companions), nous avons préparé le dibromure de cholestérol qui est débarrassé de ces impuretés.

La séparation chromatographique du squalène et du cholestérol s'est avérée inutile, un essai avec un extrait lipidique de foie, additionné de squalène marqué, ayant montré que ce dernier n'est pas entraîné dans le complexe digitonique du cholestérol.

Dans le tableau suivant figurent les résultats obtenus chez quatre rats. Les extraits lipidiques de deux d'entre eux ont été purifiés jusqu'au stade dibromocholestanol.

Il résulte de ces recherches que :

1° Le squalène de synthèse marqué, utilisé dans ce travail, est absorbé par le Rat et il est transformé en cholestérol.

2° Le degré de transformation du squalène en cholestérol hépatique,

dans les conditions expérimentales définies dans ce travail, se situe entre les limites de 3,9 et 9,5 %.

3° Le squalène marqué ne donne pas naissance à des dérivés radioactifs non précipitables par la digitonine, sauf dans le cas où il a été administré en plusieurs fractions (rat n° 4). Le taux de ces dérivés peut alors atteindre 9,3 % de la radioactivité totale de l'extrait de foie.

4° La régénération du cholestérol, à partir du complexe digitonique, est incomplète.

5° La preuve formelle d'une biosynthèse du cholestérol à partir du squalène 11.14 ^{14}C de synthèse, par le foie de Rat, a été apportée par l'isolement de ce dérivé sous forme de dibromure de cholestérol radioactif.

	Rat n°			
	1.	2.	3.	4.
Squalène ^{14}C administré (coups/mn)	760 000	760 000	760 000	760 000
Extrait insaponifiable (coups/mn)	–	–	–	80 000
Extrait lipidique total (Insaponif. + a. g.) (coups/mn)	32 000	29 800	69 700	–
Digitonide du cholestérol (coups/mn)	31 700	29 600	72 500	72 000
Rendement hépatique en chol. par rapport au squalène administré (%)	4,17	3,9	9,54	9,48
Filtrat du précipité digitonique (coups/mn)	0	0	0	7 400
Cholestérol ^{14}C régénéré à partir du digitonide (coups/mn)	–	–	54 000 (*)	–
Digitonide, act. spéc. (coups/mn/µmol cholestérol)	384	314,5	594,5	838
Cholestérol régénéré, act. spéc. (coups/mn/µmol cholestérol)	–	–	751	–
Dibromure de cholestérol, act. spéc. (coups/mn/µmol cholestérol)	–	–	638	987 (**)
Id. recristallisé (***)	–	–	–	1 161

(*) Régénéré à partir du digitonide par la méthode de Schoenheimer et Dam ([12]).
(**) Dibromure préparé à partir de l'insaponifiable extrait par l'éther de pétrole.
(***) Recristallisé dans l'alcool méthylique.

(*) Séance du 17 février 1958.

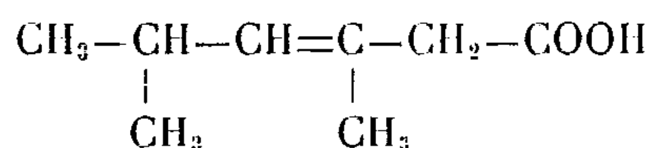
([1]) R. G. Langdon et K. Bloch, *J. biol. Chem.*, 200, 1953, p. 135-144.
([2]) W. G. Dauben, H. L. Bradlow et coll., *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 2504, 4321, 6145.
([3]) N. Nicolaides et F. Laves, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 2596.
([4]) O. Isler, R. Rüegg, L. Chopard-dit-Jean, H. Wagner et K. Bernhard, *Helv. Chim. Acta*, 39, 1956, p. 897-904.
([5]) S. Tripett, *Chemistry and Industry*, 1956, p. 80.
([6]) D. W. Dicker et M. C. Whiting, *Chemistry and Industry*, 1956, p. 350.
([7]) A. Mondon, *Liebigs Ann. Chem.*, 603, 1957, p. 115.
([8]) G. M. Tomkins, H. Sheppard et I. L. Chaikoff, *J. biol. Chem.*, 203, 1953, p. 781-786.
([9]) Les positions marquées correspondent aux positions 9 et 13 du cholestérol.

([10]) R. E. Wolff et L. Pichat, *Comptes rendus*, 246, 1958 (à paraître).
([11]) E. Schwenk et N. T. Werthessen, *Arch. Biochem.*, 40, 1952, p. 334-341.
([12]) R. Schoenheimer et H. Dam, *Hoppe Seyler's Zeitsch. f. physiol. Chem.*, 213, 1933, p. 59.

PHARMACOLOGIE. — *Action antimasculinisante de quelques acides insaturés polysubstitués.* Note (*) de MM. **Georges Zwingelstein** et **Jacques Jouanneteau**, transmise par M. René Fabre.

Les acides de formule générale $R-CH=C(R')-CH_2-COOH$ où le radical R est une chaîne ramifiée, exercent une action antimasculinisante sur des rats blancs en voie de croissance. Le plus actif des corps essayés, l'acide diméthyl-3.5 hexène-3 oïque, diminue de moitié le développement des testicules du Rat.

Au cours de recherches sur l'inhibition de la biosynthèse du cholestérol ([1]), nous avons observé que certains acides insaturés disubstitués avaient une action inhibitrice du développement des testicules chez le jeune Rat. Nous avons recherché quelle était la structure moléculaire qui entraînait l'apparition de ce pouvoir antimasculinisant dans les composés de cette série. C'est ainsi que nous avons obtenu un produit extrêmement actif comme inhibiteur, l'acide diméthyl-3.5 hexène-3 oïque


$$CH_3-CH(CH_3)-CH=C(CH_3)-CH_2-COOH$$

Cet acide, administré à la dose de 8 mg par jour, en solution bicarbonatée, à des rats en voie de croissance bloque le développement des testicules et des organes accessoires. L'inhibition au bout d'un mois d'administration est de 50 % environ (le poids des testicules par rapport au poids du corps des animaux témoins est de 1,3 % ± 0,1 %, alors que, chez les animaux traités, il est de 0,6 % ± 0,2 %).

L'acide αβ-insaturé, diméthyl-3.5 hexène-2 oïque ne présente pas d'activité aussi intense; l'acide monosubstitué correspondant, méthyl-3 heptène-3 oïque, n'a aucune action du même ordre.

Il semblait donc que l'activité antimasculinisante était liée à la présence de deux substituants dans la molécule ainsi qu'à la position 3-4 de la double liaison. Nous avons alors effectué la synthèse d'acides disubstitués, insaturés en 3.4 et nous avons essayé leur activité par la même méthode.

L'acide méthyl-5 isobutyl-3 hexène-3 oïque présente la même activité : inhibition du développement des testicules, à la dose de 7 mg par jour, de 67 %.

Témoins : Poids des testicules par rapport au poids du corps : 1,6 % ± 0,2 %.

Traités : Poids des testicules par rapport au poids du corps : 0,6 % + 0,2 %.

Un autre acide disubstitué du même type, l'acide diméthyl-3.4 pentène-3 oïque, présente une activité similaire.

Ces composés, qui n'ont aucune action œstrogène, exercent donc une action antimasculinisante très prononcée. L'examen histologique des testicules indique un léger œdème du tissu interstitiel, un trouble de la lignée séminale, avec bloquage des mitoses des cellules de l'épithélium de Sertoli à un stade très précoce, à la prophase semble-t-il.

Il est à remarquer que ces substances ne produisent pas de phénomènes toxiques; la croissance est peu perturbée; seuls, les organes sexuels sont lésés. L'action de ces acides est certainement complexe; elle varie avec la susceptibilité de l'animal, son âge et ses antécédents. Cette action sur les organes génitaux existe pour la plupart des acides disubstitués $\beta\gamma$-insaturés que nous avons étudiés. Leur mode d'action est à l'étude. Il se peut que ces acides agissent en bloquant un système enzymatique qui dégrade, par une coupure oxydative, la chaîne latérale du cholestérol pour la formation des hormones mâles ([2]).

(*) Séance du 10 février 1958.

([1]) G. Zwingelstein, J. Jouanneteau et C. Mentzer, *Congrès de l'Association Française pour l'Avancement des Sciences*, Dijon, juillet 1956; C. Mentzer, G. Zwingelstein et J. Jouanneteau, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 943.

([2]) G. Zwingelstein et J. Jouanneteau, *IVe Congrès International de Nutrition*, Paris, juillet 1957.

(*Laboratoire de Chimie Biologique de la Faculté des Sciences de Lyon*, 93, *rue Pasteur.*)

IMMUNOLOGIE. — *Sur le mode de formation des anticorps artificiels.*

Note (*) de M. **Jean Loiseleur**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

L'intervention d'une contrainte extérieure, au moment de la dénaturation d'une protéine, oriente spécifiquement la dénaturation en faveur de la molécule choisie comme antigène, si cette molécule est présente au moment de la dénaturation.

Dans l'organisme, l'adaptation spécifique d'une globuline à un antigène — c'est-à-dire la formation d'un anticorps — résulte d'une déformation de la synthèse en faveur de cet antigène. Par un mécanisme tout différent, l'adaptation spécifique d'un protéide quelconque peut être réalisée *in vitro* au cours de sa dénaturation, comme le fait a été montré dans une Note précédente ([1]).

Pour trouver l'origine de cette adaptation artificielle, il suffit d'examiner le comportement des divers éléments en présence.

1. *La protéine en solution pure.* — En l'absence de tout antigène et en solution pure, le type d'une protéine correspond à une certaine distribution spatiale d'un certain nombre de groupes dissociés. Chacun de ces groupes définit la présence d'une charge électrique ponctuelle, positive ou négative. Ces groupes dissociés occupent, dans la structure de la molécule, une position caractéristique. Mais il s'agit d'une position *moyenne* autour de laquelle le groupe considéré subit des déplacements incessants (rotations et vibrations). Il en résulte, pour cette protéine, un certain degré de malléabilité et une aptitude à répondre aux influences extérieures par des remaniements secondaires.

2. *L'antigène en solution pure.* — Pour un antigène de faible poids moléculaire — les seuls qui sont considérés ici —, l'aspect général reste identique à ce qui vient d'être considéré pour la protéine. De plus, la molécule peut présenter des points singuliers, correspondants à des lieux d'accumulation des électrons π — et ces points singuliers vont également intervenir, quand la molécule-antigène sera en présence de la protéine.

3. *Le mélange de protéine et de l'antigène dans des conditions quelconques* Si l'on mélange maintenant les deux molécules précédentes, trois éventualités sont à envisager : *a.* Les groupes dissociés de la protéine, de signes opposés à ceux de l'antigène, forment une combinaison polaire avec cet antigène; un certain nombre de ces groupes — et nécessairement l'un d'entre eux au minimum — se trouvent placés d'emblée dans le rayon d'action moléculaire (5 Å); d'autres groupes deviennent susceptibles de remplir cette condition au cours de leurs vibrations autour de leurs positions moyennes; *b.* Les groupes de même signe sont antagonistes à cette combinaison; *c.* Un nombre important de groupes, placés en dehors du rayon d'action moléculaire, restent indifférents. Le mélange de la protéine et de l'antigène se trouve ainsi soumis à un ensemble d'attractions (groupes favorables) et de répulsions (groupes antagonistes), si bien qu'à l'état statique aucune modification ne se produit.

4. *Le mélange de la protéine et de l'antigène en présence d'une contrainte extérieure.* — Mais si une « contrainte » extérieure intervient (alcalinisation du milieu ([2]), agitation violente qui multiplie le contact entre les molécules), le système évolue vers son minimum d'énergie potentielle, en augmentant les groupes favorables par une orientation particulière des groupes *a* et par l'élimination des groupes antagonistes *b*, lesquels peuvent disparaître du champ d'action moléculaire en occupant une position particulière dans le champ de leurs vibrations. Cette « déformation » de la protéine lui confère un certain degré d'adaptation spécifique à l'antigène. Cette adaptation spécifique, qui définit l'apparition d'une fonction

anticorps, résulte ainsi de la stabilisation de la protéine sur un point d'équilibre, indifférent parmi toutes les positions moyennes possibles, mais adapté spécifiquement à l'antigène.

A ce moment, la protéine est étroitement accolée à l'antigène : il suffit d'éliminer l'antigène pour que cette protéine devienne capable de répéter cette combinaison en présence d'un nouvel apport d'antigène. Il en résulte qu'injecté à un animal, la protéine ainsi modifiée peut s'opposer aux effets toxiques de l'antigène — la strychnine par exemple, si l'antigène précédent est constitué par la strychnine —, en se comportant ainsi dans l'organisme comme un anticorps, sous la condition d'être présent dans la circulation sanguine au moment de l'introduction de la strychnine.

5. Cette hypothèse sur l'orientation spécifique de la dénaturation est confirmée par le fait expérimental suivant. Quand, par le mode expérimental précédemment exposé, un anticorps strychnique actif a été préparé, on constate que cet anticorps artificiel perd son efficacité, s'il est soumis à des variations extrêmes de pH en amenant, par exemple, successivement la solution à des valeurs de pH égales à 10, puis à 3 et finalement à 6 : au cours du passage de part et d'autre du point isoélectrique, les groupes dissociés ont réoccupé des positions moyennes quelconques et sans rapport avec l'antigène.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1114.

(2) Par simple alcalinisation, L. Pauling et D. H. Campbell (*J. exp. Med.*, 76, 1942, p. 211) admettent la formation d'un anticorps par le déroulement de la chaîne polypeptidique et son adaptation à l'antigène, mais avec un degré peu élevé de spécificité.

IMMUNOLOGIE. — *Parenté antigénique entre le virus vaccinal et* Mycoplasma mycoïdes, *agent de la péripneumonie bovine.* Note de M. **Alain Provost**, présentée par M. Clément Bressou.

Il existe une relation antigénique entre le virus vaccinal et *Mycoplasma mycoïdes*, agent de la péripneumonie bovine. Cette relation ne se manifeste qu'avec la réaction de fixation du complément sans nuire à la spécificité de la réaction d'agglutination sur lame. L'incidence du cow-pox dans le diagnostic des porteurs chroniques de l'agent de la péripneumonie bovine est évoqué.

Dans un travail déjà ancien, Heslop (1) a signalé que le sérum des bovins qui ont été atteints du cow-pox est capable de fixer le complément en présence d'un antigène péripneumonique alors que la séro-agglutination (en tube) conserve sa spécificité.

Nous avons jugé qu'il pouvait être intéressant de reproduire cette expérience. Elle consiste à inoculer la vaccine à de jeunes zébus et à des lapins

et à étudier leur comportement sérologique vis-à-vis des antigènes vaccinal et péripneumonique par les techniques de fixation du complément ([2]) et d'agglutination sur lame ([3]). *Vice versa*, on examine des immunsérums péripneumoniques (zébus et lapins) vis-à-vis de ces antigènes pour apprécier une réaction croisée éventuelle.

Résultats. — Bovins et lapins firent des réactions classiques à la suite de l'inoculation de virus vaccinal.

Les tableaux I et II exposent les résultats sérologiques obtenus.

La réaction est croisée : les sérums des animaux faisant la vaccine fixent le complément avec les deux antigènes à un titre sensiblement égal, et, réciproquement, les immunsérums de péripneumonie fixent le complément en présence de ces deux mêmes antigènes avec toutefois une plus forte fixation avec l'antigène péripneumonique qu'avec l'antigène vaccinal.

La réaction d'agglutination sur lame a, par contre, toujours été négative.

TABLEAU I.

Sérums des animaux inoculés de vaccine.

Type de réaction.	Antigène.	Nos des sérums.	Sérums des jours 0.	10.	20.	30.
Déviation du complément	Antigène vaccinal	B 470	–	1/8	1/4	1/2
		B 471	–	1/8	1/2	1
		Bovin normal	–	–	–	–
		L 42	–	1/8	1/8	1/4
		L 43	–	Trace	1/20	1/10
	Antigène normal (*) M. C. A.	B 470	–	–	–	–
		B 471	–	–	–	–
		Bovin normal	–	–	–	–
		L 42	–	–	–	–
		L 43	–	–	–	–
	Antigène péripneumonique	B 470	–	1/16	1/8	1/4
		B 471	–	1/4	1/4	(**)
		Bovin normal	–	–	–	–
		L 42	–	1/8	1/8	1/8
		L 43	–	–	1/8	1/8
Agglutination sur lame	Antigène péripneumonique coloré	B 470	–	–	–	–
		B 471	–	–	–	(**)
		Bovin normal	–	–	–	–
		L 42	–	–	–	–
		L 43	–	–	–	–

(*) Antigène « normal » de membranes chorio-allantoïdiennes ayant subi le même traitement que l'antigène vaccinal.

(**) B 471 mort du heart-water le 21e jour.

TABLEAU II.

Sérum de zébu et de lapin anti-péripneumonie.

Type de réaction.	Antigène.	Immunsérum.	Titre.
Déviation du complément	Antigène vaccinal	Bovin	1/8
		Lapin	1/16
	Antigène normal M. C. A.	Bovin	–
		Lapin	–
	Antigène péripneumonique	Bovin	1/640
		Lapin	1/512
Agglutination sur lame	Antigène péripneumonique coloré	Bovin	+ + + +
		Lapin	+ + + +

Discussion. — Les vues d'Heslop semblent confirmées par nos résultats. Il ne peut s'agir, dans nos expériences, d'un pouvoir anticomplémentaire du sérum, car la technique de Kolmer impose l'emploi de tubes témoins-sérum à chaque dilution du sérum. Il ne s'agit pas non plus d'une fixation non spécifique avec un antigène péripneumonique non purifié, du type de celui qu'employait Heslop, car avec l'antigène de culture dont nous nous servons la réaction est toujours négative avec des sérums de bovins métropolitains, à coup sûr exempts d'anticorps péripneumoniques. Du fait que la réaction est croisée entre les deux sortes de sérum et d'antigènes, on peut éliminer une réaction positive fausse comme il en existe dans la sérologie de la syphilis, spécialement lors de la vaccination antivariolique, ainsi qu'une réaction anamnestique possible dans les sérums de bovins, car les lapins ont aussi bien répondu à une sollicitation antigénique.

Il semble donc que la seule hypothèse à retenir est celle d'une communauté antigénique entre le virus vaccinal et *Mycoplasma mycoïdes*.

Sur le plan pratique, il faudra tenir compte d'un cow-pox éventuel dans le diagnostic des porteurs chroniques de *M. mycoïdes* qui donnent des titres en fixation du complément de l'ordre de ceux obtenus dans nos expériences : 1/10-1/20.

L'inspection minutieuse de l'animal réagissant montrera s'il a des lésions *récentes* de virose dermotrope. La réaction d'agglutination sur lame, plus sensible que la déviation du complément ([4]), garde notre préférence pour le diagnostic de la péripneumonie.

Sur le plan dogmatique, la dissociation observée entre les deux réactions de fixation du complément et d'agglutination sur lame met en évidence la dualité des anticorps responsables de ces deux réactions, anticorps dont Dafaalla ([5]) vient de montrer qu'ils correspondent à deux antigènes différents. Par ailleurs, cette communauté antigénique jette un pont entre le groupe des P. P. L. O. et les gros virus que rien ne rapprochait encore dans la philogénie des microbes, si ce n'est leur filtrabilité.

(1) Heslop, *Journal of comparative pathology*, 35, 1922, fasc. I.

(2) Campbell et Turner, *Australian Veterinary Journal*, 29, 1953, p. 54.

(3) Provost et Queval, *Revue d'Élevage et de Médecine Vétérinaire des Pays tropicaux*, 10, 1957, n° 4.

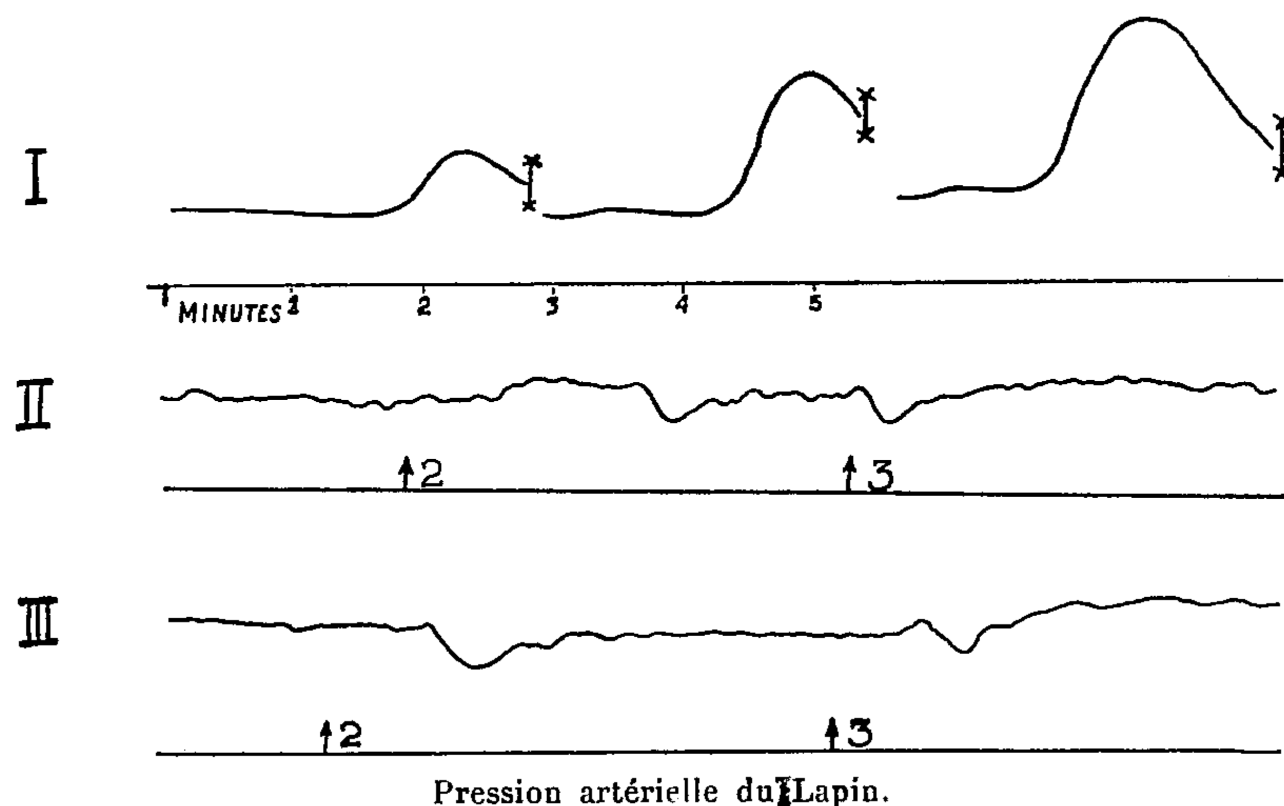
(4) Newing, *Bull. epiz. dis. Africa*, 4, 1956, p. 197.

(5) Dafaalla, *Bull. epiz. dis. Africa*, 5, 1957, p. 211.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Sur le mécanisme de l'inhibition de la réaction corticale à l'adrénaline chez des lapins traités avec du sérum de schizophrènes* (1). Note de MM. **Bruno Minz** et **Edward J. Walaszek** (2), présentée par M. Robert Courrier.

Il a été signalé dans une Note précédente (3) que l'administration de sérum de schizophrènes à des lapins engendre chez ces derniers une série de changements fonctionnels et biochimiques conduisant, entre autres, à une inhibition ou inversion de la réponse hypertensive à l'application corticale de l'adrénaline. Les expériences dont les résultats ont été résumés ci-dessous ont été entreprises dans le but d'éclaircir le mécanisme de cette inhibition.

Des recherches antérieures ont montré (4) que la réaction cardio-vasculaire causée par l'effet de l'adrénaline sur l'aire fronto-pariétale de



Pression artérielle du Lapin.

De haut en bas :

I, en 1, 2 et 3, réponses cardio-vasculaires à trois applications successives d'adrénaline sur l'aire fronto-pariétale de l'écorce cérébrale chez un lapin ayant été traité avec du sérum provenant d'un sujet mentalement normal.

II, en 2 et 3, réponses à deux applications successives (deuxième et troisième applications) d'adrénaline sur la même aire corticale chez un lapin ayant été traité avec du sérum provenant d'un schizophrène.

III, en 2 et 3, réponses à deux applications successives (deuxième et troisième applications) d'adrénaline sur la même aire corticale chez un lapin ayant reçu 100 mg/kg de phosphate d'iproniazide (Marsilid) 4 h. avant le début de l'expérience.

l'écorce cérébrale est considérablement amplifiée par la réserpine, drogue « tranquillisante » dont l'action porte essentiellement sur le diencéphale. Il résulte d'autre part d'un travail de Holzbauer et Vogt ([5]) que cette même substance agit en abaissant sensiblement le taux en catécholamines du tronc cérébral. Par contre, d'après une communication récente de Spector Shore et Brodie ([6]), ce même taux est susceptible d'être augmenté sous l'effet de doses massives d'iproniazide (Marsilid) considéré comme inhibiteur sélectif de l'amine oxydase du cerveau. Or il ressort d'une série d'essais en cours dans notre laboratoire que des lapins ayant reçu des doses de phosphate d'iproniazide capables d'élever fortement la teneur en catécholamines du tronc cérébral (100 à 300 mg p. g.) présentent une inhibition ou une inversion de la réaction corticale à l'adrénaline. Cette réaction semble ainsi varier en fonction de la teneur en catécholamines du cerveau et particulièrement de la région hypothalamique : elle est exagérée lorsque cette teneur est faible et inhibée lorsque celle-ci est élevée. On pouvait donc supposer que des animaux traités avec du sérum de schizophrènes et chez lesquels cette réaction est inversée ou inhibée, accusent un taux élevé en adrénaline et noradrénaline à ce même niveau.

Nous avons ainsi été amenés à analyser ce taux chez des lapins soumis à des injections, soit de sérum de schizophrènes, soit de sérum de sujets mentalement normaux. Le dosage des deux hormones a été effectué en utilisant comme tests biologiques la préparation de la pression artérielle du Chat (plus sensible à la noradrénaline qu'à l'adrénaline) et celle du cœcum isolé de la Poule (plus sensible à l'adrénaline qu'à la noradrénaline) suivant la technique indiquée par von Euler ([7]). Ces essais ont montré que la valeur moyenne (neuf cas) de la teneur respective en adrénaline et en noradrénaline de l'hypothalamus était de 0,11 μg $\pm$ 0,2 p. g. et de 3,3 μg $\pm$ 0,4 p. g. chez les animaux traités avec du sérum de volontaires mentalement normaux, alors qu'elle était de 0,9 μg $\pm$ 0,2 p. g. et de 7,0 μg $\pm$ 0,8 p. g. chez les animaux ayant reçu du sérum de schizophrènes (11 cas). Les valeurs correspondantes pour le cerveau total (hypothalamus et le reste de la masse cérébrale) étaient de 0,21 μg $\pm$ 0,4 p. g. et de 1,1 μg $\pm$ 0,2 p. g. dans le premier et de 0,46 μg $\pm$ 0,07 p. g. et de 2,2 μg $\pm$ 0,4 p. g. dans le deuxième cas. L'injection de sérum provenant de schizophrènes à des lapins engendre donc chez ces animaux une augmentation notable du taux en catécholamines du cerveau et de l'hypothalamus en particulier.

Conclusion. — Le taux en catécholamines (adrénaline et noradrénaline) du cerveau total et de l'hypothalamus en particulier est plus élevé chez des lapins ayant reçu des injections de sérum provenant de schizophrènes que chez ceux ayant subi un traitement analogue avec du sérum de sujets mentalement normaux. Il résulte d'une étude pharmacodynamique sur l'ipro-

niazide que les variations de ce taux influent sur les réponses cardio-vasculaires provoquées par l'application d'adrénaline sur l'écorce cérébrale. L'inhibition de ces réactions, observée chez des animaux soumis aux administrations de sérum de schizophrènes, est ainsi conditionnée par une accumulation d'adrénaline et de noradrénaline dans la région hypothalamique.

(1) Travail subventionné par les National Institutes of Health, U. S. A. No. M-1902 et No. SF-72.

(2) Senior Research Fellow of the U. S. P. H. S.

(3) B. MINZ et E. J. WALASZEK, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1974.

(4) B. MINZ, *Fed Proc.*, 16, 1957, p. 323; B. MINZ, *C. R. Soc. Biol.*, 151, 1957, p. 432.

(5) HOLZBAUER et VOGT, *M. J. Neurochem.*, 1, 1956, p. 8.

(6) SPECTOR, P. A. SHORE et B. BRODIE, *Fall meeting Amer. Soc. for Pharmacol.*, Baltimore, September, 1957.

(7) V. S. VON EULER, *Noradrenaline*, C. C. Thomas édit., Springfield U. S. A., 1956.

A 15 h 40 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

M. **PIERRE TARDI** est désigné pour représenter l'Académie à l'Assemblée que le **CONSEIL INTERNATIONAL DES UNIONS SCIENTIFIQUES** tiendra à Washington du 2 au 6 octobre 1958. La délégation française comprendra avec lui les Membres français du Conseil et des Unions internationales dont les noms suivent : MM. **PIERRE LEJAY**, Vice-Président du Conseil international des Unions scientifiques; **GEORGES LACLAVÈRE**, Secrétaire général de l'Union internationale de Géodésie et Géophysique ; **PIERRE FLEURY**, Secrétaire général de l'Union internationale de Physique pure et appliquée; **MAURICE ROY**, Secrétaire général de l'Union internationale de Mécanique pure et appliquée; **RENÉ TATON**, Secrétaire général de l'Union internationale d'Histoire et Philosophie des Sciences.

La séance est levée à 16 h 15 m.

L. B.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 13 janvier 1958.)

Note présentée le 6 janvier 1958, de MM. *Jean Brenet* et *Jean-Paul Gabano*, Influence de divers constituants sur un équilibre électrochimique :

Page 268, 23e ligne, *au lieu de* $E_{A_j} = E' - 2,3 \frac{RT}{nF} a_j p A_i$, *lire* $E_{A_j} = E' - 2,3 \frac{RT}{nF} a_j p A_j$.

» » 25e ligne, *au lieu de* $E_{A_j} - pA_i$, *lire* $E_{A_j} - pA_j$.

» » 34e ligne, *au lieu de* $\partial E/\partial pA_i$, *lire* $\partial E/\partial pA_j$.

» 269, 11e ligne, *au lieu de* $E_{A_j} - pA_i$, *lire* $E_{A_j} - pA_j$.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de janvier 1958.

Peut-on fonder une morale de la science in *L'âge nouveau*, n° 100, par Henri Corbière. Paris, 1957; 1 vol. 22 cm.

Université de Paris. Les Conférences du Palais de la découverte. Série A, n° 231. *Aspects psychologiques de l'hygiène de l'habitation*, par R. H. Hazemann; 1 fasc. 18 cm.

Sur les bases des groupes d'ordre fini, par Sophie Piccard, préface d'Arnaud Denjoy, in *Mémoires de l'Université de Neuchâtel*, tome XXV. Neuchâtel, Secrétariat de l'Université, 1957; 1 vol. 24 cm.

Ministère de l'agriculture. Office national interprofessionnel des céréales (service technique). *Conservation des céréales. Grain sain et Thermodynamique.* Conférence du 3 mai 1955 à l'Institut national agronomique faite par Pierre Schribaux. Deuxième édition, 1956; 1 fasc. 27 cm.

Leonhardi Euleri. *Commentationes mechanicæ ad theoriam machinarum pertinentes.* Editit Jakob Ackeret. Vol. primum. Serie secunda XV. Lausanne, Orell Fussli Turici, 1957; 1 vol. 28 cm.

Émile de Wildeman 1866-1947, von Walter Robyns, in *Berichten der deutschen botanischen Gesellschaft*, 1955, Band LXVIII *a*, Heft 1; 1 tirage à part 24 cm.

Extraits de *Flore du Congo belge et du Ruanda-Urundi : Spermatophytes.* Vol. 1, 1948. *Cycadacea. Podocarpaceæ. Cupressaceæ. Gnetaceæ*, par Walter Robyns. *Santalaceæ*, par Walter Robyns et A. Lawalrée. *Rafflesiaceæ*, par Walter Robyns et R. Boutique. *Polygonaceæ*, par Walter Robyns. Vol. II. 1951, *Resedaceæ. Moringaceæ*, par Walter Robyns. Vol. VI, 1954. *Papilionaceæ, Phaseoleæ, Galactiinæ*, par Walter Robyns. Bruxelles; 10 fasc. 24 cm.

Extrait de la *Société royale de botanique de Belgique.* Tome 82, 1949. *La flore du Congo belge et du Ruanda Urundi, et son intérêt pour les botanistes belges*, par Walter Robyns; 1 tirage à part 26,5 cm.

Institut royal colonial belge. *Bulletin*, tome XX, 1949, n° 1. *Émile de Wildeman*, par Walter Robyns. Bruxelles, Marcel Hayez; 1 fasc. 24 cm.

Ministère de l'agriculture. *Bulletin du Jardin botanique de l'État.* Vol. XIX, fasc. I, 1948 : *Émile de Wildeman* (1866-1947), par Walter Robyns. *Une espèce nouvelle de* Hippocratea *du Parc national Albert*, par Walter Robyns et R. Tournay. Vol. XIX, fasc. 3, 1949 : *Une flore du Congo belge et du Ruanda-Urundi*, par Walter Robyns. Vol. XIX, fasc. 4, 1949 : *Contribution à l'étude des Lauracées du Congo belge et de l'Afrique tropicale*, par Walter Robyns et R. Wilczeck. Vol. XX, fasc. 1, 1950 :

Trois Thesium *nouveaux du Congo belge*, par WALTER ROBYNS et A. LAWALRÉE. Vol. XXI, fasc. 1 et 2, 1951 : *Une flore générale de Belgique*, par WALTER ROBYNS. Vol. XXII, 1952 : *Digitariæ novæ congolanæ africanæque*, par WALTER ROBYNS et P. VAN DER VEKEN. Vol. XXII, fasc. 3 et 4, 1952 : *A new species of vangueriopsis* Robyns *from Liberia*, by WALTER ROBYNS. Vol. XXIV, fasc. 1, 1954. *Note supplémentaire sur* Oxygonum Burch *et sur les espèces congolaises de ce genre*, par WALTER ROBYNS et E. PETIT. Vol. XXV, fasc. 3, 1955 : *Monocotylées nouvelles ou critiques de la région du Parc national Albert (Congo belge)*, par WALTER ROBYNS et R. TOURNAY. Vol. XXV, fasc. 4, 1955 : *Essai de révision du genre* Arisæma Mart. (Araceæ) *en Afrique tropicale*, par WALTER ROBYNS et R. TOURNAY. Bruxelles; 11 fasc. 27 cm.

L'importance de la végétation pour la protection de la nature, par WALTER ROBYNS in VIIe *Congrès international de botanique*, Paris, 1954; 1 tirage à part 25 cm.

Académie royale des sciences coloniales. Bulletin. Nouvelle série. Tome III, 1957, fasc. 1. *Auguste Chevalier*, par WALTER ROBYNS; 1 fasc. 24,5 cm.

Le rôle de la couverture végétale pour la conservation de la nature, par WALTER ROBYNS, in *Revue des questions scientifiques* du 20 octobre 1957; 1 fasc. 24 cm.

Some problems of diophantine approximation, by G. H. HARDY and JOHN E. LITTLEWOOD, in *International Congress of Mathematicians*, Cambridge, 1912; 1 tirage à part 25 cm.

Tauberian theorems concerning series of positive terms, by G. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD, in *The Messenger of mathematics*, New Series, n° 504, 1913; 1 tirage à part 22 cm.

Theorems concerning the summability of series by Borel's exponential method, by G. H. HARDY and JOHN E. LITTLEWOOD, in *Rendiconti del Circolo matematico di Palermo*, 1915; 1 fasc. 25,5 cm.

Extraits de *Proceedings of the national Academy of Sciences*. Vol. 2, 1916 : *Some problems of diophantine approximation : A remarkable trigonometrical Series*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD. Vol. 3, 1917 : *Some problems of diophantine approximation : the Series* $\Sigma_e(\lambda_n)$ *and the distribution of the points* $(\lambda_n\alpha)$, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; 2 tirages à part 25,5 cm.

Extraits de *The quarterly journal of pure and applied mathematics*, n° 182, 1915 : *New proofs of the prime-number theorem and similar theorems*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 48, n° 191, 1919 : *A new solution of waring's problem*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 8, n° 31, 1937 : *Notes on the theory of series* (XX) : *Generalizations of a theorem of Paley*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 12, n° 48, 1942 : *Theorems concerning mean values of analytic or harmonic functions*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; 4 fasc. 23 cm.

Extraits de *Proceedings of the London mathematical Society*, Ser. 2, vol. 13, 1913 : *Tauberian theorems concerning power series and Dirichlet's series whose coefficients are positive*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 21, 1921 : *The approximate functional equation in the theory of the zeta-function, with applications to the divisor-problems of Dirichlet and Piltz*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 22, 1922 : *Some problems of* Partitio numerorum, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD :

(V) : *A further contribution to the study of Goldbach's problem*; (VI) : *Further Researches in Waring's problem*; (VII) : *The number* Γ (K), *in Waring's problems*; vol. 22, 1923 : *Abel's theorem and its converse*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 23, 1924 : *On inequalities in the theory of functions*, by JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 25. 1925 : *A further note on the converse of Abel's theorem*, by G. H. HARDY, JOHN E, LITTLEWOOD; vol. 25, 1925 : *On the mean values of Power series*, by JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 25, 1925 : *The maximum of a certain bilinear form*, by G. H. HARDY, J. E. LITTLEWOOD, G. POLYA; vol. 26, 1926 : *Notes on the theory of series*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; (IV) : *On the strong summability of Fourier series;* (V) : *On Parseval's theorem;* (VI) : *Two inequalities;* (VII) : *An inequality;* (IX) : *On the absolute convergence of Fourier series;* (X) : *Some more inequalities;* (XI) : *On Tauberian theorems;* (XII) : *On certain inequalities connected with the calculus of variations;* (XIII) : *Some new properties of Fourier constants;* (XIV) : *An additional note on the summability of Fourier series;* (XV) : *On the series conjugate to the Fourier series of a Bounded function;* (XVI) : *Two Tauberian theorems;* (XVII) : *Some new convergence criteria for Fourier series;* (XXII) : *On the Tauberian theorem for Borel summability*; *mathematical notes*, by JOHN E. LITTLEWOOD : (1) : *On transfinite cardinals;* (2) : *On a theorem of Kolmogoroff;* (3) : *On a theorem concerning the distribution of prime numbers;* (4) : *On a theorem of Fatou;* (5) : *On the function* $1/\zeta\ (1 + ti)$; (6) *On the definition of a subharmonic function;* (7) : *On functions subharmonic in a Circle;* (8) : *On functions subharmonic in a Circle* (II); (9) : *On functions subharmonic in a Circle* (III); (10) : *On a theorem of Zygmund;* (12) : *An inequality for a sum of Cosinus;* (13) : *On mean values of Power series* (II); (14) : *Every polynomial Has a Root*; (14) : *On a theorem of Hardy and Littlewood*; vol. 27, 1926 : *A theorem in the theory of summable divergent series*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 27, 1927 : *On the class-number of the corpus* $p\ (\nu - k)$, by John E. LITTLEWOOD; vol. 29, 1927 : *The approximate functional equations for* $\zeta\ (s)$ *and* $\zeta^2\ (s)$, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 4, 1928 : *A point in the theory of conjugate functions*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 6, 1931 : *Theorems on Fourier series and Power series*, (I et II) by JOHN E. LITTLEWOOD and R. E. A. C. PALEY; vol. 7, 1932 : *A proof that an odd Schlicht function has bounded coefficients*, by JOHN E. LITTLEWOOD and R. E. A. C. PALEY; vol. 36, 1932 : *Theorems concerning Cesaro means of Power series*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 10, 1935 : *Note on the preceding Paper*, by JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 43, 1937 : *Some remarkable approximate formulae arising in balistic*, by E. T. LITTLEWOOD and JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 13, 1938 : *On the number of real roots of a random algebraic equation*, by JOHN E. LITTLEWOOD, A. C. OFFORD; vol. 23, 1948 : *A new proof of a theorem on rearrangements*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 27, 1952 : *On some conjectural inequalities, with applications to the theory of integral functions*, by JOHN E. LITTLEWOOD; 51 tirages à part 28,5 cm.

Extraits de *Proceedings of the Cambridge philosophical Society*; vol. XIX, 1919 : *Note on Messrs Shah and Wilson's paper entitled : on an empirical formula connected with Goldbach's theorem*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. XXI, 1922 : *Some problems of diophantine approximation : a further note on the trigonometrical series associated with the elliptic theta-functions*, by G. H. HARDY, JOHN E.

LITTLEWOOD; vol. XXII, 1924 : *On the zeros of the Riemann zeta-function*, by JOHN E. LITTLEWOOD; vol. XXIII, 1927 : *Notes on the theory of series;* (III) by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD : *On the summability of the Fourier series of a nearly continuous function;* (XVIII) : *On the convergence of Fourier series;* (XXIII) : *On the partial sums of Fourier series;* (XXIV) : *A curious Power-series*; vol. XXXV, 1939 : *On the number of real Roots of a Random algebraic equation.* II, by JOHN E. LITTLEWOOD. Cambridge, University Press; 8 tirages à part dont 4 de 21,5 cm et 4 de 25,5 cm.

Some problems of Partitis numerorum. I : *A new solution of Waring's Problem*, von G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD, in *Nachr. der k. Gesells. der Wissenschaften zu Göttingen, math.-physik. klasse*, 1920; 1 fasc. 23 cm.

Extraits de *Mathematische Zeitschrift*, Band 10, Heft 3-4 : *The zeros of Riemann's zeta-Function on the critical line*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; Band 9, Heft 1-2 : *Some problems of Partitio numerorum* (II) : *Proof that every large number is the sum of at most* 21 *biquadrates;* (IV) : *The singular series in Waring's problem and the value of the* number G (*k*); (VI) : *Further researches in Waring's problem*, by G. H. HARDY and JOHN E. LITTLEWOOD; Bd 34, Heft 3, 1931 : *Some properties of fractional integrals.* II, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; Bd 34, Heft 4, 1932 : *Some new cases of Parseval's Theorem*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; Bd 34, Heft 4 : *An additional note on Parseval's Theorem*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; Bd 40, Heft 1, 1935 : *An inequality*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD. Berlin, Verlag von Julius Springer; 8 fasc. 23 cm.

Extraits de *Records of Proceedings at the Meeting of the London Mathematical Society*, 1922 : *Note on a Theorem concerning Fourier series*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; 1923 : *The equivalence of certain Integral means*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; 1923 : *The Allied Series of a Fourier series*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; 1923 : *Some Problems of* Partitio Numerorum (VI) : *Further researches in Waring's Problem*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; 1925 : *Some properties of fractional integrals*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; 1936 : *Notes on the theory of series* (XX) : *On Lambert series*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; 6 tirages à part 26,5 cm.

On Lindelöf's Hypothesis concerning the Riemann zeta-Function, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD, in *Proceedings of the Royal Society*, A, vol. 103, 1923; 1 fasc. 25,5 cm.

Some problems of diophantine approximation : the analytic character of the sum of a Dirichlet's series considered by Hecke, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD, in *Mathem. Seminar der Hamburgischen Universität*, Bd III, Heft 1, 1923. Hamburg. Im Verlag des Mathematischen Seminars, 1923; 1 fasc. 23,5 cm.

Extrait de *Transactions of the Cambridge philosophical Society*, vol. XXII, nº 27, 1923 : *Some problems of diophantine approximation : The analytic properties of certain Dirichlet's series associated with the distribution of numbers to modulus unity*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD. Cambridge, at the University Press, 1923; 1 fasc. 29 cm.

Extrait de *Mathematische Annalen*. Bd 97, Heft 1-2 : *Some new properties of Fourier constants*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD. Berlin, Julius Springer, 1926, 1 fasc. 23 cm.

Extrait de *The Messenger of mathematics*, vol. LVIII, 1929 : *Some simple inequalities satisfied by convex functions*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD, GEORGE POLYA; 1 fasc. 22,5 cm.

Extrait de *Bulletin of the Calcutta mathematical Society*, vol. XX, 1928-1929 : *Some problems of diophantine approximation : A series of Cosecants*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD. Calculta, University Press, 1930; 1 fasc. 21,5 cm.

Extrait de *The Tôhoku mathematical journal*, vol. 37, 1933 : *Some more integral inequalities*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD. Sendai, Tôhoku Imperial University, 1933; 1 fasc. 23,5 cm.

Extraits de *Journal für die reine und angewandte Mathematik*, Bd 157, Heft 3, s. d. : *Elementary theorems concerning power series with positive coefficients and moment constants of positive functions*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; Bd 167, 1931 : *Some properties of conjugate functions*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; 2 fasc. 28,5 cm.

Extraits de *The quarterly journal of mathematics*. Oxford Series, vol. 1, nº 2, 1930 : *On bounded bilinear forms in an infinite number of variable*, by JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 3, nº 12, 1932 : *Some integral inequalities connected with the calculus of variations*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 5, nº 20, 1934 : *Bilinear forms bounded in space* [*p*, *q*], by GODFRED H. HARDY and JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 6, nº 24, 1935 : *Notes on the theory of series* (XIX) : *A problem concerning majorants of Fourier series*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 7, nº 27, 1936 : *On the Fourier coefficients of functions of bounded variation*, by JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 8, nº 31, 1937 : *Notes on the theory of series* (XX) : *Generalizations of a theorem of Paley*, by G. H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 9, nº 33, 1938 : *On the coefficients of Schlicht functions*, by JOHN E. LITTLEWOOD; 7 fasc. 24 cm.

Some new convergence criteria for Fourier series, by GODFREY H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD, in *Annali della R. Scuola normale superiore di Pisa*, série II, vol. III (1934-XII). Bologna, Nicola Zanichelli, 1934-XII; 1 fasc. 26 cm.

Fundamenta mathematicæ, Tome XXV : *The strong summability of Fourier series*, by GODFREY H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD. Warszawa, Universytet Seminarjum matematyczne, 1935; 1 fasc. 25,5 cm.

Duke mathematical journal, vol. 2, nº 2, 1936 : *Some more theorems concerning Fourier series and Fourier Power series*, by GODFREY H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; 1 fasc. 25,5 cm.

Annals of mathematics, vol. 49, nº 4, 1948 : *On the distribution of zeros and a-values of a random integral function* (II) et *Errata* à cette Note, by JOHN E. LITTLEWOOD, A. C. OFFORD; vol. 54, nº 1, 1951 : *Some fixed point theorems*, by M. L. CARTWRIGHT and JOHN E. LITTLEWOOD; 3 fasc. 25 cm.

Extraits de *Acta mathematica*, vol. 37 : *Some problems of diophantine approximation*, by GODFREY H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 41 : *Contributions to the theory of the Riemann zeta-function and the theory of the distribution of primes*, by GODFREY H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 44 : *Some problems of* Partitio numerorum. III : *On the expression of a number as a sum of primes*, by GODFREY H. HARDY, JOHN E. LITTLEWOOD; vol. 47 : *Some problems of Diophantine approximation :*

an additional note on the trigonometrical series associated with the elliptic theta-functions, by Godfrey H. Hardy, John E. Littlewood; vol. 54 : *A maximal theorem with function-theoretic applications*, by Godfrey H. Hardy, John E. Littlewood; vol. 97, 1957 : *On non-linear differential equations of the second order* (III) *The equation* $ij - k(1 - y^2)\, ij + y = b\mu k \cos(\mu t + \alpha)$ *for large k, and its generalizations*, by John Littlewood; vol. 98, 1957. (IV) : *The general equation* $ij + kf(y) ij + g(y) = bkp(\varphi)$, $\varphi = t + \alpha$, by John E. Littlewood; 7 fasc. 30 cm.

On the problem of n bodies, by John E. Littlewood, in *Communications du séminaire mathématique de l'Université de Lund, tome suppl.* (1952) *dédié à Marcel Riesz*; 1 fasc. 24 cm.

The elements of the theory of real functions, by John E. Littlewood. New York, Dover publications, 1956; 1 vol. 20 cm.

Congrès géologique international. Commission de Stratigraphie. *Lexique stratigraphique international.* Volume III. *Asie* (sous la direction de Louis Dubertret). Fascicule 8, *a. India, Pakistan, Nepal, Bhutan*; *b. Burma*; *c. Ceylon.* Paris, Centre National de la Recherche scientifique, 1957; 1 vol. 21 cm.

Maurice Gignoux (1881-1955). Grenoble, 1957. 1 fasc. 22 cm.

Collection Euclide, Introduction aux études scientifiques. Chimie. Section dirigée par Louis Hackspill : *Traité de Chimie biologique*, par Louis Genevois. Tome I. *Amino-acides. Protéines. Protéases. Nucléines. Porphyrines. Enzymes respiratoires. Précis des matières colorantes synthétiques*, par Henri Wahl. Tome II. *Matières colorantes.* Paris, Presses universitaires de France, 1957; 2 vol. 18,5 cm.

Extraits des *Mémoires de l'Institut scientifique de Madagascar*, Série D. Tome VIII, 1957 : *Étude des sols dérivés de roches volcaniques basiques à Madagascar*, par P. Ségalen (Thèse); *Tests biochimiques de l'activité biologique de quelques sols malgaches*, par Cl. Moureaux; 2 fasc. 27 cm.

Extraits de *Le Naturaliste malgache*, tome IX, fascicule 1, 1957 : *Observations pédologiques dans la plaine d'Ambohimandroso*, par J. Hervieu; *Microbiologie de quelques sols de l'Ile Maurice*, par Cl. Moureaux; 2 fasc. 26,5 cm.

Organisation des Nations Unies pour l'Éducation, la Science et la Culture. *Liste alphabétique des publications de l'UNESCO* et *Supplément n° 2.* Paris, UNESCO, s. d.; 2 fasc. 27,5 cm et 21,5 cm.

Extrait du *Bulletin municipal officiel de la Ville de Paris.* LXXVIe année, n° 129, 6 juin 1957. Commission du vieux Paris. Séance du jeudi 6 décembre 1956 : *Communication de* M. Robert Laulan : *Trois observatoires dans la plaine de Grenelle, aux XVIIIe et XIXe siècles*; 1 fasc. 32 cm.

Lavoisier's membership of the Société royale d'agriculture and the Comité d'agriculture, by W. A. Smeaton, in *Annals of Science*, vol. 12, n° 4, 1956; 1 fasc. 24,5 cm.

A. Trécul, botaniste francais (1818-1896). *Biographie sommaire. Voyage en Amérique du Nord* (1848-1850), par Paul Jovet et Robert Willmann, in *Colloques internationaux* du *Centre national de la recherche scientifique*, LXIII. *Les Botanistes francais en Amérique du Nord avant* 1850. *Paris* 11-14 *septembre* 1956. Paris, CNRS, 1957; 1 fasc. 22,5 cm.

École Centrale Lyonnaise. 1857-1957. *Un siècle d'une école d'ingénieurs.* Préface de EDOUARD HERRIOT. *Note liminaire* de AUGUSTE JOURET. Lyon, 1957; 1 vol. 27 cm.

Louis Thenard (1777-1857), par PAUL LAFFITTE, in *Revue générale des sciences,* Tome LXIV, nº 5-6, 1957. Paris, Société d'édition d'enseignement supérieur; 1 fasc. 24 cm.

Carte de la végétation de l'Algérie publiée par le gouvernement général de l'Algérie. *Bosquet-Mostaganem,* feuille publiée en 1958 sous la direction de HENRI GAUSSEN, par S. SANTA et P. DAUMAS, avec la collaboration de P. SIMONNEAU, G. CHEVASSUT et B. JACQUARD : 1 carte 115 × 73 cm.

Henri Poincaré et Paul Valéry autour de 1895, par ANDRÉ BELLIVIER. La Ferté-Choisel, 1957; 1 fasc. 23 cm.

Histoire de la Science des origines au XXe siècle, par MAURICE CAULLERY, in *Encyclopédie de la Pléiade*; 1 fasc. 17 cm.

Académie royale de Belgique. *Mémoires,* Tome XXX, fasc. VI. *Colloque Jules Boulvin.* Bruxelles, Palais des Académies, 1957; 1 vol. 25,5 cm.

(*A suivre.*)



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 3 MARS 1958.

PRÉSIDENCE DE M. ALBERT PORTEVIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

CHIMIE ORGANIQUE. — *La triphényl*-2.5.5 *imidazolinone*-4.

Note (*) de MM. **Charles Dufraisse, Guy Rio** et **André Ranjon**.

La benzoylation cyclisante de l'α.α-diphénylglycine donne la triphényl-2.4.4 oxazolinone-5. L'ammoniac ouvre le cycle de ce corps avec formation d'α-benzamido-diphénylacétamide, que les alcalis cyclisent en l'imidazolinone. L'hydrolyse alcaline de cette dernière, dans des conditions rudes, donne de l'α.α-diphénylglycine et du N-benzhydrylbenzamide. Ces faits établissent la constitution controversée du corps.

Les études sur la photooxydation de la lophine (1) avaient fait apparaître, dans des conditions assez singulières, un corps doué d'une stabilité inhabituelle, pour lequel avait été suggérée la formule VIII (triphényl-2.5.5 imidazolinone-4). De premiers essais en vue de confirmer cette constitution par une synthèse suffisamment démonstrative n'ayant pas abouti, nous avons estimé qu'ils méritaient d'être poursuivis avec insistance, en raison de l'intérêt que le composé présentait, du point de vue théorique, tant par lui-même que par ses relations avec la photooxydation des imidazoles et, aussi, par son importance générale pour la physicochimie des corps de la série imidazolique. Voici, en résumé, ce qu'était l'état de la question quand nous l'avons reprise.

A. La photooxydation de la lophine (triphényl-2.4.5 imidazole), I, donne, suivant les conditions, à côté du photooxyde normal, II, un « monooxyde » qui se forme également par réduction douce du photooxyde (1). Le monooxyde est remarquable principalement par trois transformations qu'il subit avec une extrême facilité et avec des rendements élevés : *a.* il redonne la lophine, I, par hydrogénation; *b.* il se scinde par hydrolyse acide (acide acétique à froid) en benzile, IV *a*, et acide benzoïque (produit d'hydrolyse de la benzamidine, IV *b*); *c.* il s'isomérise, dès avant la température de 80°, en donnant un corps qui est l'objet du présent

travail. Les modes de formation du monooxyde et les deux premières de ses transformations, ont permis de lui assigner sans ambiguïté la formule III, celle d'une hydroxy-4 triphényl-2.4.5 H-4 imidazolénine, qui a été confirmée par la spectrographie infrarouge.

En contraste étonnant avec son générateur, si sensible aux agents physiques et chimiques, l'isomère du monooxyde est exceptionnellement résistant, en particulier aux actions hydrogénantes et hydrolytiques, de sorte qu'il n'a pas été possible de rattacher, par voie de transformations régulières, sa structure à d'autres qui soient connues.

Par surcroît de complication le corps a été identifié (1) à un composé préparé autrefois par Pinner (2) en condensant le benzile, IV *a*, et la benzamidine, IV *b*. Malheureusement, la formule proposée par l'auteur, V, et qui en faisait une désylidènebenzamidine, n'était pas acceptable : un corps de formule V serait fort peu stable et se scinderait facilement par hydrolyse en benzile et acide benzoïque, tout comme le monooxyde III lui-même. De plus, les nombreuses études faites depuis Pinner sur la condensation des α-dicétones et des amidines n'ont pas apporté de données utilisables pour la solution du problème.

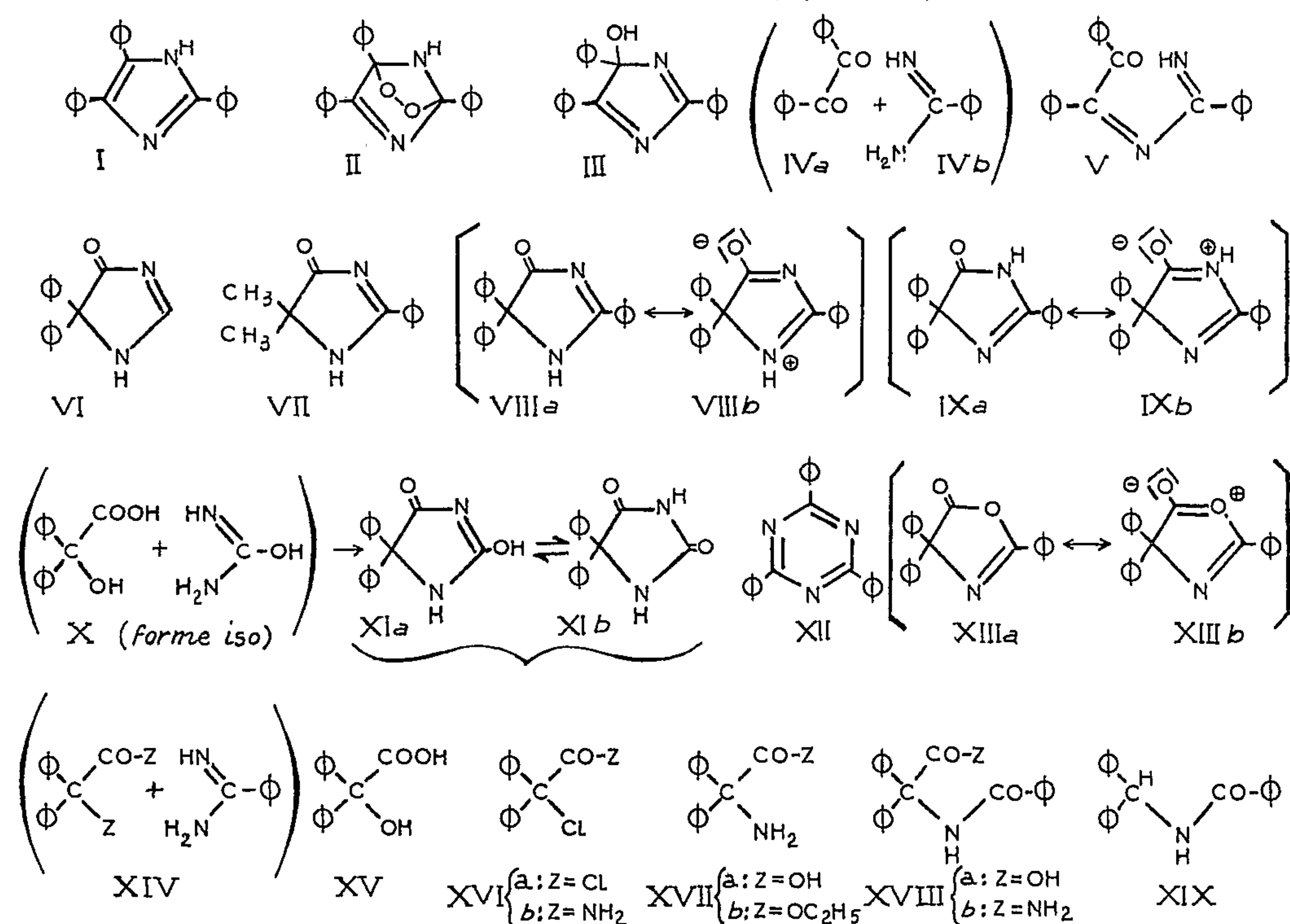
La formule VIII, proposée pour l'isomère, n'a donc pu être basée que sur des raisons de vraisemblance. On a simplement supposé que l'isomérisation devait se ramener à une transposition de type benzilique, encore que, contrairement à celle-ci, un alcali n'y intervienne pas. A l'appui de cette structure, on a dû se contenter de son accord avec les données spectrales (1).

Le besoin se faisait donc sentir d'une synthèse plus caractéristique de la structure proposée pour l'isomérisation du monooxyde, ou que la réaction de Pinner. La condensation de l'acide benzilique, XV, ou de l'un de ses dérivés, sur la benzamidine (formules XIV), répondait bien à cette fin, en faisant ressortir la gémination des phényles et la présence d'un carbonyle voisin. Tout donnerait à penser que, vu la stabilité exceptionnelle de l'enchaînement à créer, la réaction se ferait sans la moindre difficulté. C'est ce qui ressortait, d'ailleurs, de la facile formation de structures isostères, comme celles d'oxazolinones trisubstituées, telles que XIII, avec un oxygène à la place de l'un des deux azotes, et mieux encore, celle de la μ-hydroxy gém-diphénylimidazolinone, XI *a* (ou le tautomère, diphényl-5.5 hydantoïne, XI *b*), avec un hydroxyle à la place du phényle en 2. Ce dernier corps, en particulier, a été préparé depuis longtemps par une voie similaire : simple chauffage de l'acide benzilique avec l'urée (3) (formules X, avec l'urée figurée sous sa forme iso).

B. Dans le cas présent, il n'en a pas été ainsi, car on n'a pas réussi à condenser la benzamidine avec l'acide benzilique, XV, en milieu acide ou alcalin, ni avec le chlorure d'α-chlorodiphénylacétyle, XVI *a*, ni avec

l'α-chlorodiphénylacétamide, XVI *b*. Ces insuccès, s'ajoutant aux difficultés relatées plus haut, mettaient en question la structure proposée, VIII, pour l'isomère du monooxyde.

Nous avons alors songé à utiliser les deux principales méthodes d'obtention des imidazolinones-4 substituées déjà décrites dans la littérature, méthodes qui comportent, comme matières premières, des α-aminoacides. Il s'agissait donc pour nous de l'$\alpha\alpha$-diphénylglycine, XVII *a*, l'aminoacide correspondant à l'acide benzilique, et qui provient de l'hydrolyse alcaline de la diphényl-5.5 hydantoïne, XI *b* ([4]).



La première méthode, qui n'a pas abouti, consiste en la condensation directe d'un α-aminoester et de l'iminoester benzoïque ([5]), ([6]). L'ester éthylique nécessaire, XVII *b*, $C_{16}H_{17}O_2N$, F_{inst} 50-51° [chlorhydrate, $C_{16}H_{18}O_2NCl$, F_{inst} 198-200° (bloc d'or)], se forme par une estérification directe (éthanol et acide minéral) qui est très lente, sans doute pour une raison d'encombrement stérique.

Le chauffage de cet aminoester XVII *b* avec l'iminoester benzoïque ne conduit pas à l'imidazolinone attendue. Nous n'avons isolé que le produit de condensation trimérisante de l'un des réactifs, l'iminoester benzoïque, c'est-à-dire la triphényltriazine-1.3.5 (cyaphénine), XII.

La seconde méthode, par contre, a conduit au but. Elle avait été utilisée tout d'abord pour préparer des arylidène-5 imidazolinones-4 substituées en 2 ([7]), puis pour des imidazolinones-4 trisubstituées en 2.5.5 ([8]), ([6]), du type qui nous intéressait. Elle comporte comme réaction finale la cyclisation alcaline d'α-acylaminoamides.

Il s'agissait donc d'obtenir, puis de cycliser, l'α-benzamido-diphényl-acétamide, XVIII *b*.

La benzoylation de l'aminoacide XVII *a*, par le chlorure de benzoyle et la soude, donne un faible rendement en dérivé benzoylé, XVIII *a*, $C_{21}H_{17}O_3N$, F_{inst} 214-216°. Il se forme également, dans cette réaction, de la triphényl-2.4.4 oxazolinone-5, XIII, $C_{21}H_{15}O_2N$, F_{inst} 135-136°, qui provient de la déshydratation cyclisante du précédent. On obtient cette oxazolinone plus commodément en opérant dans la pyridine, avec un excès de chlorure de benzoyle.

L'ammonolyse de l'oxazolinone XIII, par l'ammoniac en éthanol, donne très facilement le diamide XVIII *b*, $C_{21}H_{18}O_2N_2$, F_{inst} 199-200°.

Comme la stabilité de l'imidazolinone VIII le laissait prévoir, la dernière étape de la synthèse est très facile, et donne de très bons rendements. En effet, un court chauffage du diamide XVIII *b* en solution alcaline suffit pour provoquer la cyclisation. L'identification de l'imidazolinone VIII ainsi obtenue, avec l'isomère du monooxyde III, a été faite par la détermination du point de fusion, avec épreuve du mélange, par l'analyse et par spectrographie infrarouge.

Il restait à expliquer pourquoi la benzamidine résistait à la condensation en imidazolinone avec divers dérivés de l'acide benzilique et, spécialement, avec l'acide libre lui-même, contrairement au comportement de son analogue, l'urée (X → XI). Le fait est dû à la sensibilité du réactif, qui se transforme trop facilement (benzonitrile, cyaphénine, XII). Pour réussir, il fallait s'adresser à une réaction qui puisse s'accomplir à température peu élevée, ou bien, mieux, qui ne fasse pas intervenir la benzamidine, comme celle qui a finalement abouti.

C. Ayant montré par la voie de la synthèse la présence, dans la structure étudiée, de l'enchaînement de l'acide benzilique, nous avons éprouvé le besoin de compléter la démonstration par la voie inverse, par la dégradation, et, à cette fin, de revenir sur les essais de scission hydrolytique.

La stabilité de l'imidazolinone VIII, qui est sans commune mesure avec celle de son isomère, le monooxyde III, surpasse également de beaucoup celles des corps imidazolinoniques analogues.

En particulier, l'imidazolinone-4 uniquement diphénylée en 5.5, sans substituant en 2, VI, est hydrolysée après quelques heures de reflux de sa solution dans la soude à 20 % ([9]). Le composé phénylé en 2 et, non plus diphénylé en 5.5, mais diméthylé, VII, commence déjà à libérer de l'ammo-

niac au bout de quelques minutes d'ébullition avec de la soude à 10 % ([8]).

Or, l'imidazolinone VIII n'est que partiellement transformée, 50 % environ, par un chauffage d'une quarantaine d'heures à 125° en autoclave avec de la soude à 20 %. Pour avoir une hydrolyse complète, il a fallu porter la température jusqu'à 165° et la maintenir plus de 15 h. De cette réaction, on a retiré, outre l'acide benzoïque, de l'αα-diphénylglycine, XVII *a*, et du N-benzhydrylbenzamide, XIX, provenant manifestement de la décarboxylation du dérivé N-benzoylé, XVIII *a*, de l'aminoacide précédent. Ainsi, au lieu du benzile, IV *a*, que donnait par scission hydrolytique le monooxyde de lophine, III, son isomère donne un dérivé de l'acide benzilique, justifiant l'hypothèse qui assimilait l'isomérisation à une transposition benzilique.

D. Un dernier point reste en suspens : c'est la cause de la stabilité anormale de la triphényl-2.5.5 imidazolinone-4, VIII, que son caractère dihydroimidazolique aurait dû sensibiliser, au contraire, aux actions chimiques, l'hydrolyse entre autres.

On peut supposer que cette passivité est due, pour une part, à la résonance de l'enchaînement O=C—N=C—NH, qui s'étend au phényle en 2; la formule VIII *b* représente une des formes mésomères. La présence des deux phényles géminés en 5.5, qui gênent stériquement l'attaque nucléophile du carbonyle en 4, contribue à la stabilité.

On pourrait aussi, il est vrai, considérer l'imidazolinone sous sa forme tautomère IX; la résonance serait alors limitée à la fonction O=C—NH (formule IX *b*). Cette forme tautomère semble ainsi correspondre à une structure moins stable que la précédente; elle est donc moins probable.

Il est remarquable que l'oxazolinone isostère, XIII, qui possède un atome d'oxygène en place du NH de la formule IX précédente, et qui ne peut posséder de forme tautomère, est bien moins stable que l'imidazolinone, puisqu'elle réagit très facilement avec une base faible comme l'ammoniac. Dans ce cas également, la résonance ne concerne que le carbonyle et l'oxygène hétérocyclique (formule XIII *b*), mais elle est encore moins prononcée que pour la formule IX de l'imidazolinone, car l'oxygène a moins tendance que NH à acquérir une charge positive.

Une autre particularité remarquable est le gros appoint à la résistance du noyau de l'imidazolinone qu'apportent les phényles géminés, comme le montre leur remplacement par deux méthyles, VII.

En somme, la cause de la stabilité inattendue de la triphényl-2.5.5 imidazolinone-4, VIII, reste assez mystérieuse.

(*) Séance du 24 février 1958.

([1]) CH. DUFRAISSE et J. MARTEL, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 457.

(²) PINNER, *Die Imidoäther und ihre Derivate*, Berlin, 1892, p. 176; *Beilstein*, 9, p. 281 et 284.

(³) H. BILTZ, *Liebigs Ann.*, 368, 1909, p. 225.

(⁴) R. DUSCHINSKY, U. S. P. 2.593.860, *Chem. Abstr.*, 1953, p. 1190 *g*.

(⁵) H. FINGER, *J. Prakt. Chem.*, (2), 76, 1907, p. 93; H. FINGER et W. ZEH, *ibid.*, 82, 1910, p. 50.

(⁶) A. KJÆR, *Acta chem. Scand.*, 7, 1953, p. 889.

(⁷) E. ERLENMEYER et al., *Berichte*, 33, 1900, p. 2036; *Liebigs Ann.*, 337, 1904, p. 271, 283 et 294.

(⁸) E. MOHR, *J. Prakt. Chem.*, (2), 81, 1910, p. 49.

(⁹) H. BILTZ et K. SEYDEL, *Liebigs Ann.*, 391, 1912, p. 215.

GÉOLOGIE. — *Existait-il une communication, vers la fin du Jurassique, entre les lagunes purbeckiennes du Jura et celles, récemment mises en évidence, dans les régions provençales.* Note de M. LÉON MORET.

Les récents sondages de recherche de pétrole dans le bassin de Valence (Drôme) ont fourni, dans la localité de Montmiral, un jalon de Purbeckien jurassien, le plus méridional connu à ce jour, qui permet de proposer une hypothèse concernant la communication, par la bordure orientale du Massif Central, entre les lagunes du Jura et les lagunes provençales, dont les faciès, à cette époque, sont presque identiques.

La grande phase d'émersion qui termine le Jurassique dans une partie de l'Angleterre, le Nord de la France et le Jura, a été caractérisée par des dépôts d'eau douce ou même lagunaire correspondant à l'étage Purbeckien et faisant généralement suite aux formations coralliennes du Portlandien qui témoignaient déjà d'un exhaussement local du fond marin.

Vers le Sud, j'ai montré que la lagune jurassienne atteignait la rive droite de l'Isère près de Voreppe où affleurent, dans la localité de La Buisse et au-dessus des calcaires portlandiens coralligènes dits de l'Échaillon, des calcaires blancs à Clypéines et Foraminifères, des calcaires à Characées, dans lesquels viennent s'interstratifier des brèches à cailloux noirs et multicolores et des bancs de marnes vertes si caractéristiques des faciès purbeckiens du Jura. Ces formations semblent d'ailleurs passer ici dans les calcaires blancs zoogènes à Nérinées et *Natica leviathan* de l'Infravalanginien (marbre bâtard) (¹).

Dans la même région, sur la rive gauche de l'Isère qui fait face à la localité de Voreppe, les belles falaises calcaires récifales de l'Échaillon sont directement recouvertes par les sédiments marins néritiques du Valanginien inférieur, mais ici sans intercalation de Purbeckien. Les faciès récifaux disparaissent d'ailleurs assez rapidement vers le Sud, dans les chaînons bordiers du Vercors et sont remplacés par les calcaires sublithographiques à Radiolaires et Calpionelles du Tithonique, témoignant

ainsi d'une obliquité des faciès par rapport aux directions structurales alpines.

D'autre part, il est maintenant prouvé que les faciès purbeckiens ont mordu sur les régions subalpines puisque, dans les environs d'Annecy, l'extrémité Nord du Semnoz permet d'observer dans les grandes carrières de pierre à chaux de Vovray, des passées de calcaires à *Chara* et Clypéines, ainsi que des marnes vertes à la base du marbre bâtard, très semblables aux complexes de La Buisse [2].

Enfin, des influences purbeckiennes ont été signalées, depuis, jusqu'en Suisse et même dans les nappes helvétiques, soulignant ainsi la remarquable extension d'un faciès longtemps considéré comme essentiellement caractéristique du domaine jurassien.

Au Sud du parallèle de Grenoble, et la greffe corallienne de l'Échaillon étant mise à part, partout (notamment sur les bordures orientale et occidentale du Vercors) le passage du Jurassique au Crétacé s'effectue par des couches marines à Ammonites; il en est de même dans le Diois et les Baronnies (fosse vocontienne). On sait également que des faciès marins bathyaux analogues se rencontrent jusque sur la rive droite du Rhône, depuis Crussol jusque dans la Haute Ardèche, aux Plateaux des Gras, où la limite des affleurements jurassiques qui abordent le Cristallin du Massif Central est formée de calcaires profonds tithoniques, accusant ainsi la grande avancée des mers sur la bordure orientale de cette vieille région, en partie émergée à l'époque. On était donc fondé à croire que les lagunes purbeckiennes du Jura se terminaient à Voreppe.

Pour retrouver des faciès comparables aux faciès récifaux et purbeckiens du Jura, nous savons maintenant qu'il faut atteindre la Provence (Bouches-du-Rhône, Var, Alpes-Maritimes). Dans toute cette zone en effet, le Jurassique supérieur se termine par les fameux calcaires blancs dont la base, franchement récifale, est séparée des assises calcaires superposées, par un horizon de marnes vertes. C'est là, dans ces couches limites, aux environs de Toulon et au Plan d'Aups, que les recherches de J. Pfender ont mis en évidence des influences purbeckiennes certaines : calcaires à Clypéines et Characées, calcaires à spicules de Spongiaires d'eau douce, calcaires à *Cypris*, etc. [3]. De plus, les calcaires blancs supérieurs ont fourni un échantillon de la grosse *Natica leviathan* du marbre bâtard infravalanginien.

Plus récemment, M[lle] Denyse Mongin, étudiant les calcaires blancs coralliens du Mont-Rose de la Madrague, au Sud de Marseille, y découvrait des calcaires pétris de Clypéines ainsi que *Natica leviathan* (*Ampullina leviathan*) et sous un faciès analogue à celui de l'Infravalanginien de La Buisse, du Salève et du Jura [4].

Plus à l'Est, dans les régions du Bas Verdon et du Plan de Canjuers,

la partie supérieure des calcaires blancs renferme, çà et là, des faciès à cailloux noirs anguleux d'affinité purbeckienne. Toutefois, l'analyse micrographique de ces roches ne m'a pas encore permis d'y mettre en évidence la moindre trace organique intéressante.

En revanche, plus à l'Est encore, dans les Alpes-Maritimes (vallée du Paillon, environs de Gorbio), M. Gignoux et moi-même, avons signalé en 1937 (5) un très beau Purbeckien au sommet des calcaires blancs portlandiens, montrant tout le cortège des formations jurassiennes de cette époque (calcaires à Clypéines et *Chara*, brèches multicolores, marnes verdâtres grumeleuses à petits Gastropodes, surmontées de calcaires à Foraminifères et *Natica leviathan*).

Il est donc incontestable que de vastes lagunes d'eau douce ou saumâtre se sont installées en Provence, de Marseille à Menton, vers la fin du Jurassique, tandis que se développait, dans des régions plus septentrionales, la grande lagune symétrique du Jura classique.

Dès lors, une question se pose inévitablement. Ces lagunes, si comparables du point de vue de leurs faciès lithologiques et de leurs conditions physiques et biologiques, ont certainement dû communiquer entre elles, mais par où ?

Nous pouvons déjà affirmer que de telles communications n'étaient pas possibles par la région rhodanienne, le Diois ou le Vercors, puisque, ainsi que nous l'avons vu, les mers du Tithonique et du Crétacé inférieur y ont accumulé des sédiments vaseux uniquement marins, et que ceux-ci se retrouvent jusque sur la bordure orientale du Massif Central, au moins entre Crussol et les Plateaux des Gras. Il en serait de même pour les régions subalpines, au Nord de Nice, la zone des affleurements jurassico-crétacés passant par Castellane, la région Digne-Sisteron et le Gapençais ne comportant que des faciès marins à Céphalopodes.

Or, grâce à la campagne de sondages entreprise par la Société des Pétroles de Valence (S. P. V.), et encore en cours, nous possédons à l'heure actuelle de précieux renseignements stratigraphiques sur les séries mésozoïques profondes de la région molassique de la Basse Isère. Nous n'en retiendrons ici que ceux concernant le passage du Jurassique au Crétacé.

C'est ainsi qu'à Saint-Lattier, ce passage se fait d'une manière continue par des faciès dauphinois marno-calcaires à Calpionellides; en revanche, dans le sondage de Montmiral, plus externe, le Jurassique supérieur est corallien et passe au Valanginien néritique par l'intermédiaire d'un Purbeckien nettement caractérisé (faciès à Charophytes et Clypéines) (6).

Et l'on remarque immédiatement que ce jalon purbeckien jurassien, le plus méridional de tous ceux reconnus jusqu'ici, prolonge la ligne des affleurements de La Buisse, du Jura méridional (7), ainsi que ceux du

Salève et même de l'extrémité Nord du Semnoz aux portes d'Annecy, limitant ainsi vers l'Est la grande lagune purbeckienne du Jura.

Comme, d'autre part, la répartition des faciès semble obéir ici à une orientation varisque Sud-Ouest-Nord-Est, je partagerais très volontiers l'opinion de MM. Germain et Demaison qui estiment que les structures du socle hercynien profond (qui, plus au Nord, se manifestent dans le seuil Vienne-La Verpillière) ne sont pas étrangères à cette répartition et que leur influence se serait effectivement fait sentir au cours de la sédimentation mésozoïque.

Si maintenant nous prolongeons, vers le Sud-Ouest, la limite orientale des lagunes purbeckiennes de la Basse Isère (limite qui, je le répète, passe entre Saint-Lattier et Montmiral dans le bassin de Valence, entre l'Échaillon et La Buisse plus au Nord), nous tombons en plein Massif Central, donc au-delà des affleurements de Jurassique marin (Tithonique) de Crussol et des Gras, et dans une zone où la couverture mésozoïque du Cristallin a été complètement déblayée par l'érosion. Si une communication a pu exister entre les lagunes jurassiennes et celles de la Basse Provence, elle n'a dû passer que par là, mais sans que nous puissions, dans l'état actuel des choses, l'affirmer.

Néanmoins, cette hypothèse pourrait être étayée par les remarques suivantes. En effet, poursuivant l'examen des affleurements de Jurassique supérieur qui bordent le Cristallin des Cévennes vers le Sud-Ouest, nous constaterons que, dans le Gard et l'Hérault, à l'Ouest d'une ligne Nîmes-Montpellier, ce terrain y a repris un faciès nettement récifal (affleurements du Bois de Valène, du Bois de Moinier et de la Sarranne, etc.). Ces noyaux récifaux, actuellement séparés par l'érosion, devaient être autrefois en continuité pour former une zone récifale unique de direction Nord-Nord-Est-Sud-Sud-Ouest, dont la faune est très comparable à celle des formations récifales de même âge de l'Échaillon et du Salève ([8]). Ces récifs languedociens, qui correspondent à un relèvement notable du fond marin, donc à la possibilité de lagunes (la chose serait à vérifier), se montrent par ailleurs dans le prolongement de ceux de la Basse Provence, sur la rive gauche du Rhône, dont nous avons signalé plus haut les faciès récifaux et purbeckiens.

Il est donc permis de supposer que, vers la fin du Jurassique, un long récif-barrière comprenant les affleurements du Salève, du Semnoz-Nord, de La Buisse-Échaillon ([9]), de la Basse Isère (sondage de Montmiral), ceinturait un haut fond ou même une terre émergée plus occidentale. Mais, à partir de la région de Valence, où les affleurements mésozoïques ont disparu, cette barrière devait passer au-dessus du Massif Central et des Cévennes, au-delà de la limite d'érosion formée par le Tithonique marin de Crussol et des Gras, pour rejoindre les récifs du Gard et de l'Hérault

installés en lisière du vieux massif de la Montagne-Noire. Il est d'ailleurs fort probable que ces récifs devaient se raccorder, vers l'Est, et par delà le delta rhodanien, avec ceux de la rive gauche, qui s'étendaient jusqu'à Menton, pour compléter la ceinture d'un hypothétique continent Corso-Sarde. Cette continuité paléogéographique étant établie, rien n'empêche d'admettre la continuité, dans le temps, des conditions stratigraphiques et tectoniques qui ont abouti à la formation des lagunes purbeckiennes, et même localement à la persistance de ce faciès jusque dans le Crétacé inférieur.

(1) L. Moret, *Existence du Purbeckien dans les chaînes jurassiennes des environs de Voreppe* (A. F. A. S., Lyon, 1926).

(2) L. Moret, *Trav. Labor. Géol. Grenoble*, 17, 1933.

(3) J. Pfender, *C. R. Som. Soc. Géol. Fr.*, 21 juin 1937.

(4) P. Marie et D. Mongin, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 6e série, 7, 1957, p. 401.

(5) M. Gignoux et L. Moret, *C. R. Som. Soc. Géol. Fr.*, 24 mai 1937.

(6) Ces renseignements m'ont été très libéralement fournis par M. Demaison, géologue en chef de la S. P. V. On trouvera d'ailleurs une excellente coordination des renseignements fournis par ces sondages dans l'article suivant : Cl. Germain et G. Demaison, *Trav. Labor. Géol. Grenoble*, 34, 1958.

(7) L. Moret et A. Pachoud, *C. R. Som. Soc. Géol. Fr.*, 1er mars 1948.

(8) Yin Tsan-Hsun, *Trav. Labor. Géol. Lyon*, 17, Mém. nº 14, 1931.

(9) J. Remane, *Trav. Labor. Géol. Grenoble*, 34, 1958.

MYCOLOGIE. — *Déterminisme de la formation des carpophores et des sclérotes dans la culture du* Psilocybe mexicana *Heim, Agaric hallucinogène du Mexique, et mise en évidence de la psilocybine et de la psilocine.* Note de MM. **Roger Heim, Arthur Brack, Hans Kobel, Albert Hofmann** et **Roger Cailleux**.

Dans le but de soumettre à une étude chimique les principes actifs des Champignons hallucinogènes, utilisés depuis la période précortésienne par certaines tribus d'Indiens du Mexique central à des fins divinatoires, et recueillis précédemment par V. P. et R. G. Wasson (1) et par l'un de nous (R. H.) qui les a d'autre part caractérisés, décrits et nommés (2), nous devions tout d'abord nous procurer en quantité suffisante un matériel de base actif. Or ces Agarics ne croissent dans la nature que durant une période limitée, en quantité réduite et dans des habitats particuliers et peu accessibles. Cependant, la culture pure de six espèces différentes de ces champignons, cueillis par l'un de nous (R. H.) au cours d'une expédition au Mexique, faite en 1956 en compagnie de R. G. Wasson, a pu être réalisée aseptiquement à partir des spores et de la chair, d'abord sur maltéa gélosé, à 2 %, et elle a conduit à la mise au point d'une méthode semi-industrielle de culture sur composts naturels et stériles, mais en conditions septiques (3).

Le *Psilocybe mexicana* Heim ayant donné les meilleurs résultats, c'est sur cette espèce qu'on a entrepris d'abord, par ce mode de culture à grande échelle, les essais visant à obtenir en notable quantité la matière de base à action hallucinogène, une expérience tentée par l'un de nous ([1]) ayant alors montré la persistance de cette propriété dans les carpophores cultivés.

Nous avons procédé par la suite de deux façons différentes : 1° par culture de carpophores sur milieux naturels, au Laboratoire de Cryptogamie du Muséum National d'Histoire Naturelle, à Paris; 2° par culture *in vitro* sur milieux artificiels, en conditions aseptiques, produisant mycélium et sclérotes, au Laboratoire de Recherches de Chimie pharmaceutique Sandoz, à Bâle.

Obtention de carpophores de Psilocybe mexicana. — Le procédé de culture sur composts a été précédemment, mais succinctement décrit ([3]). Ajoutons que la paille de blé fermentée, utilisée, ayant atteint l'état où les fibres se séparent naturellement, puis lavée abondamment, est répartie dans les terrines au fond desquelles un drainage est ménagé au moyen de sable à bâtir. Après stérilisation, le compost est ensemencé à partir de mycélium cultivé en tubes, puis placé à 24-27° durant deux semaines. Ensuite, il est revêtu d'une couche très mince de grains calcaires constituant une couverture poreuse et discontinue. Enfin, les terrines sont soumises à 21-22°, à la lumière solaire diffuse, à un bassinage journalier d'eau et à une faible aération. Les premières fructifications apparaissent au bout de 4 à 5 semaines après l'ensemencement. Le développement complet des carpophores exige 4 à 8 jours. Un mélange de débris de feuilles et tiges de maïs, ou encore de chaumes de graminées sauvages, a été également utilisé avec succès. Cette méthode a conduit à la mise en évidence de souches et de mutants différents, ayant acquis ainsi des caractères distincts stables : morphologiques, ontogéniques, micrographiques (vigueur, taille, profil du chapeau, couleurs, adhérence au support, vitesse et sens de maturation des lames, dimensions sporales) ([3]). Elle a permis d'atteindre un rendement moyen, par terrine, de 12,10 g (souche n° 1), 13,95 g (n° 13), 15,20 g (n° 14), ce qui correspond à 2 g environ de substance sèche. Nous avons pu établir, au cours d'expériences personnelles, que 32 exemplaires frais (18 g) (R. H.) ou 2,4 g de carpophores secs (A. H.), obtenus dans ces conditions, provoquent les mêmes effets hallucinogènes qu'une trentaine de champignons sauvages et vivants. Par cette méthode, 400 terrines ont été ensemencées à partir des souches n°s 1, 13 et 14 et ont produit 800 g de carpophores secs. Le revêtement des composts offrait, surtout avec la souche n° 14, la présence abondante de coussinets ouatés (*fig.* 1), rarement de masses sclérotiques de consistance ferme (*fig.* 3), parfois, avec les trois souches, de sclérotes vrais en profondeur (*fig.* 2). Ces sclérotes comportent un revêtement de filaments colorés, étroits mais

irréguliers (de 1,5 à 4 μ de large), fréquemment bouclés et à membrane épaisse, et leur chair est constituée d'un entrelacs de grosses cellules allantoïdes, de 11-30 μ de large, renfermant de grandes vacuoles riches en précipitations de diverses tailles.

Culture in vitro *du* Psilocybe mexicana; *production de sclérotes.* — Cette culture sur milieux artificiels a révélé un comportement inattendu du champignon : sur milieu riche, il ne forme en effet sur le couvert mycélien aucun carpophore, mais seulement des sclérotes. Pour définir ce comportement de façon quantitative, on a ensemencé en série des milieux de culture à concentrations décroissantes par dilutions successives, à partir, soit du moût de bière d'une teneur initiale de 17 % en substance sèche, soit d'une solution d'extrait de malt à 17 % (maltéa Moser). On a pris comme facteur de dilution de la série géométrique de concentrations $\sqrt[5]{10}$ = environ 1,6. On a ajouté à chaque degré de concentration 1,5% de gélose, réparti les milieux en tubes, stérilisé à 108° durant 25 mn et ensemencé avec du mycélium de *Ps. mexicana* (souche n° 13). L'incubation a été effectuée à la lumière du jour, à températures différentes. On a obtenu, à 20, 22 et 24°, les mêmes résultats (tableau I) à partir des deux

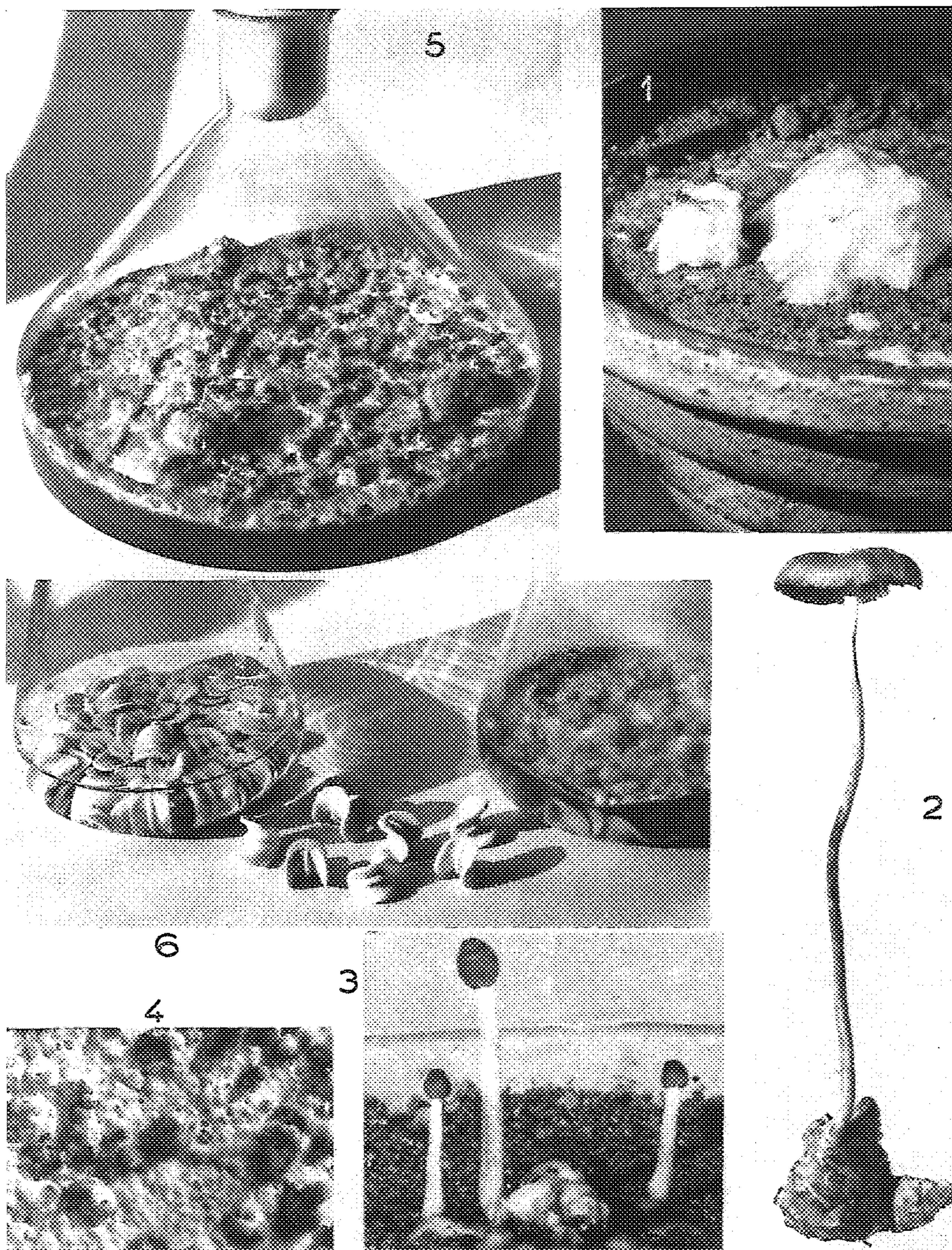
TABLEAU I.

Concentration en moût de bière ou extrait de malt (% de substance sèche).	Formes de croissance du *Psilocybe mexicana* (souche n° 13) après quatre semaines d'incubation.
17,0 11,0	Mycélium compact, abondant, de couleur grise; pas de sclérotes, pas de carpophores; parfois des arthrospores
7,0 4,5 2,7	Mycélium blanc avec *sclérotes*, maximum distinct à 4,5 %; pas de carpophores
1,7 1,1	Mycélium blanc; formation faible, décroissante de sclérotes; primordiums abondants et débuts de la formation de carpophores, incomplète cependant et sans sporulation
0,70 0,45 0,27 0,17	Mycélium blanc, toujours plus mince; disparition des sclérotes; *carpophores normaux*, avec ouverture du chapeau et sporulation, maximum distinct à 0,45 et 0,27 %

séries de cultures (moût de bière et maltéa).

Aux concentrations très élevées, il se constitue seulement une couverture compacte de mycélium, puis vient un domaine de concentrations où se forment les sclérotes; à une dilution plus poussée, ceux-ci disparaissent et l'on parvient ainsi aux concentrations où croissent les carpophores normaux, mûrs et sporulants. Dans le domaine intermédiaire, la formation de carpophores est incomplète : ils n'ouvrent pas leur chapeau ni ne

PLANCHE I.



Culture du *Psilocybe mexicana* Heim.

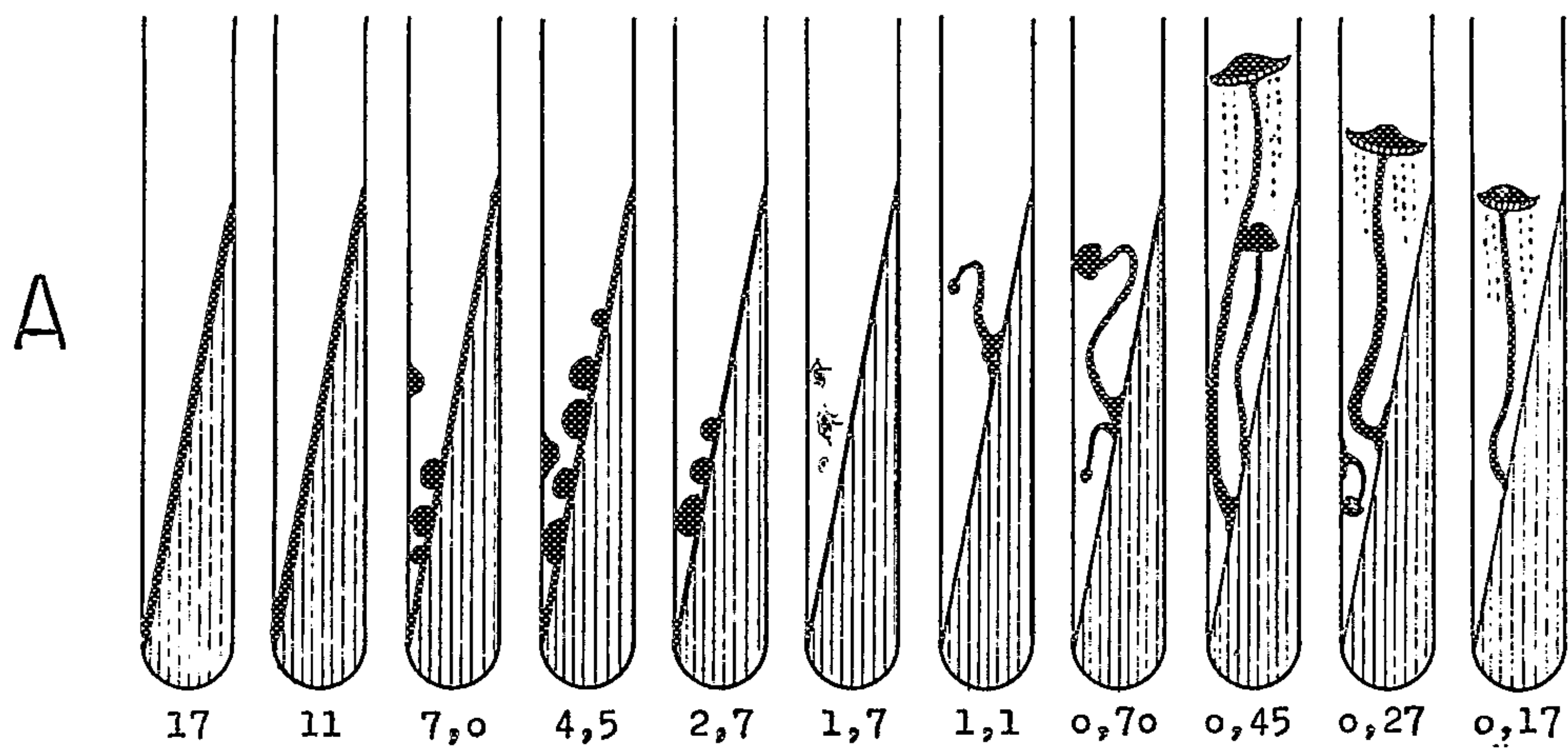
Fig. 1. — Coussinets mycéliens apparus en surface sur compost pailleux (× 2/3).

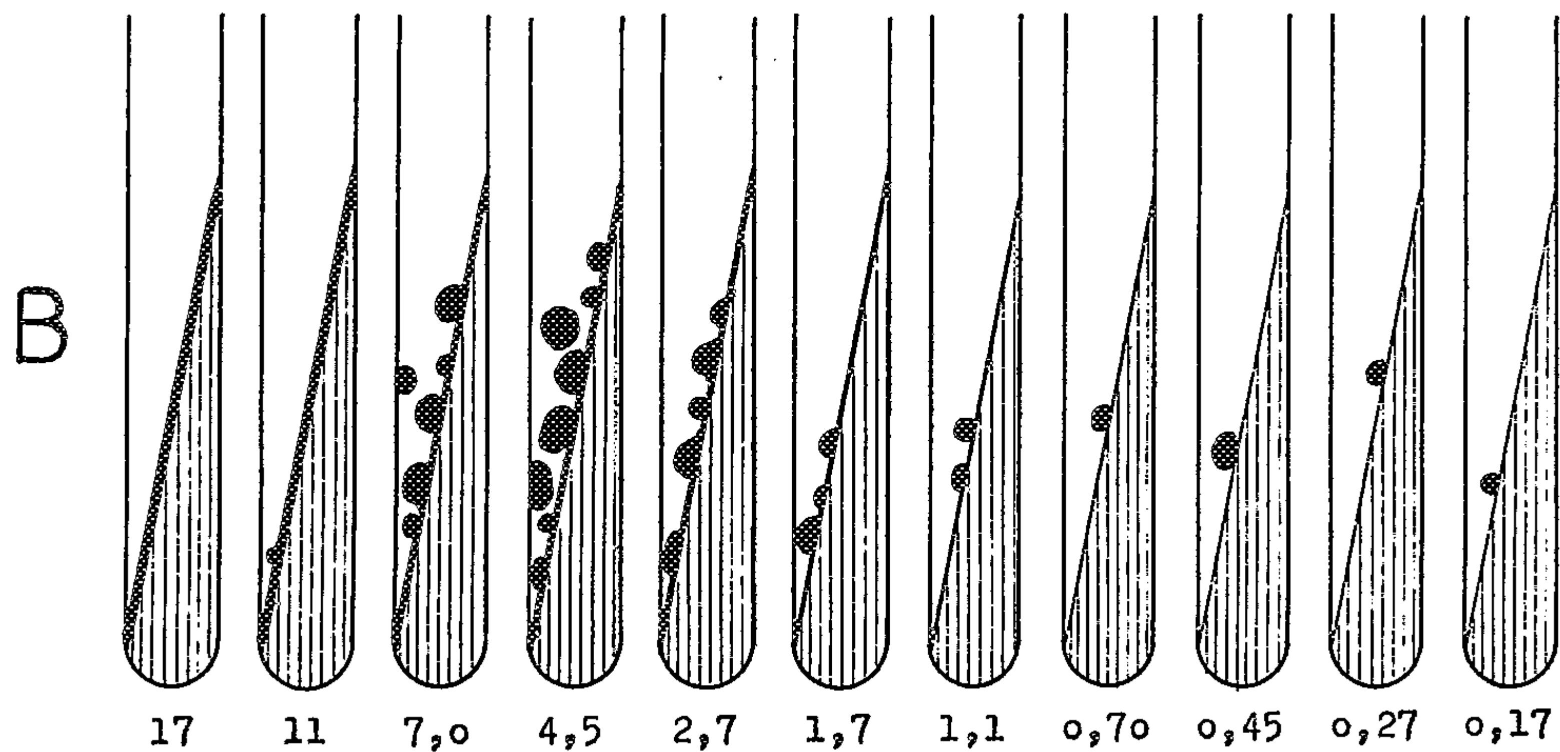
Fig. 2. — Un carpophore, obtenu sur compost pailleux, lié à un sclérote apparu en profondeur (× 2).

Fig. 3. — Masse sclérotique en surface sur compost pailleux (gr. nat.).

Fig. 4 et 5 — Sclérotes obtenus en fioles de Fernbach sur solution de moût de bière à 4 % de matière sèche (fig. 4 : × 2/3; fig. 5 : × 2/5).

Fig. 6. — Utilisation de pièces de porcelaine selliformes permettant, par agitation rotatoire, la fragmentation du revêtement mycélien (× 1/2).





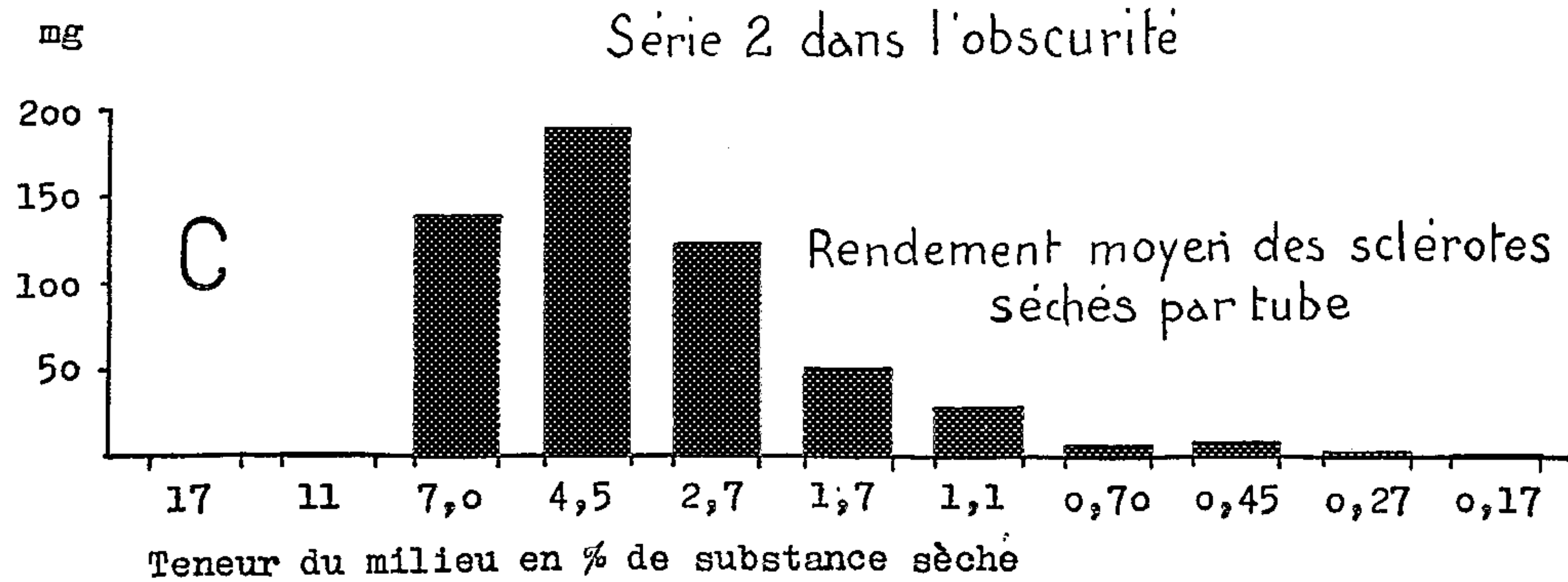


Fig. 7. — Schéma des formes de croissance caractéristiques que produit le *Psilocybe mexicana* (souche n° 13) dans une série de concentrations (11 tubes inclinés à gélose), après incubation de quatre semaines : à la lumière du jour (A) et à l'obscurité (B). L'épaisseur du trait oblique donne une mesure de l'épaisseur du mycélium. La rangée « lumière du jour » montre, à gauche le domaine des sclérotes, à droite celui des carpophores, avec leurs maximums respectifs, et, entre eux, celui propre seulement aux primordiums. La rangée « dans l'obscurité » montre qu'il se forme quelques sclérotes, au lieu de carpophores, avec un maximum faible à 0,45 %. Les rendements en sclérotes de la série « dans l'obscurité » sont portés graphiquement en C.

forment de spores; le stipe est le plus souvent recourbé. Après peu de temps, ces carpophores deviennent bleus, s'atrophient et dépérissent. On savait déjà, par la culture sur compost, que la lumière du jour est absolument indispensable pour l'apparition de carpophores. Les essais en tube sur malt conduisent à la même constatation. En effet, si une série, à concentrations étagées, est placée, non à la lumière du jour, mais à l'obscurité, il ne se forme pas de carpophores, même dans les milieux dilués, mais seulement des sclérotes. La planche II montre deux séries d'essais parallèles à concentrations de 17 à 0,17 %, après incubations respectives à la lumière du jour et à l'obscurité.

Il est remarquable de constater à quelles concentrations basses du milieu la fructification se produit encore. Si l'on maintient les cultures durant un temps très long, 6 à 12 semaines, on peut parfois observer encore la fructification à des teneurs jusqu'à 3 % alors que le milieu nutritif est déjà épuisé.

Ainsi, ces observations nouvelles permettent de réunir, par la formation de sclérotes, une quantité de matériel beaucoup plus grande qu'en visant à obtenir des carpophores. Elles montrent de plus que la production de sclérotes par incubation dans l'obscurité est nettement plus abondante qu'à la lumière du jour, aux mêmes conditions. Le tableau II indique les rendements en sclérotes séchés réalisés sur moût de bière gélosé, dans une série de concentrations (dix tubes inclinés à 12 ml), après une incubation de 76 jours dans l'obscurité à 24°.

TABLEAU II.

Concentration en moût de bière (% de substance sèche).	Rendement en sclérotes séchés (g).	Concentration en moût de bière (% de substance sèche).	Rendement en sclérotes séchés (g).
17	0	1,1	0,30
11	0,01	0,70	0,08
7,0	1,40	0,45	0,10
4,5	1,90	0,27	0,05
2,7	1,24	0,17	0,03
1,7	0,55		

Après ces résultats, la culture du champignon a été réalisée à grande échelle dans des ballons de Fernbach, avec des solutions d'extrait de malt ou de moût de bière, et aux conditions auxquelles il produit les sclérotes. Dans les solutions sans gélose, le champignon se dépose au fond de la culture et ne parvient que de façon irrégulière à former un revêtement. Nous avons appliqué une technique précédemment décrite (5), avec addition de 0,2 % de gélose, qui permet d'obtenir une croissance rapide sur revêtement mycélien continu. Il est nécessaire pour la formation des

sclérotes d'ajouter un sel de fer en petite quantité; des essais ultérieurs ont indiqué que l'addition d'autres sels minéraux encore et de « cornsteep-liquor » est favorable au développement.

Pour ensemencer de grandes quantités de milieu de culture, on doit préparer une suspension mycélienne convenable du champignon, qui ne forme pas de conidies. Nous avons observé toutefois, mais irrégulièrement, à fortes concentrations, des arthrospores, donnant un aspect poudreux à la culture. La suspension destinée à l'ensemencement doit donc être préparée par fragmentation du revêtement mycélien que nous avons pu réaliser, par adjonction au milieu, en Erlenmeyer, de pièces de porcelaine selliformes (*fig.* 6), les procédés habituels ne permettant pas la division du couvert compact de mycélium. On stérilise le tout à l'autoclave. Après ensemencement et incubation, le mycélium superficiel, par les arêtes vives de ces pièces, peut être fragmenté par agitation de la culture, sans ouvrir les flacons, durant 30 à 60 mn avec une machine à mouvement rotatoire. Une suspension homogène de très fins flocons de mycélium est ainsi produite sans risque de contamination. Elle permet d'ensemencer de façon très uniforme de grandes quantités de milieu.

Des expériences personnelles (A. B.) ont démontré que les sclérotes du *Ps. mexicana* présentent également des qualités psychotropes. L'ingestion de 0,5g de sclérotes séchés a provoqués une action marquée, subsistant plusieurs heures; outre les effets psychiques déjà décrits, c'est une sensation prononcée de détente physique qui s'est surtout manifestée. Cet état est caractérisé, d'une part, par un picotement agréable sur tout le corps, en particulier les extrémités. Le corps entier se relâche, se détend, les extrémités deviennent lourdes comme du plomb. Au point de vue psychique, d'autre part, on éprouve une scission typique en deux sphères, intérieure et extérieure. L'état intérieur correspond à un mode d'existence dépourvu de problèmes; tout y est en harmonie, dans un état profond d'équilibre. Il est possible également de percevoir la sphère extérieure, de suivre en pensée les thèmes de conversation de personnes étrangères, mais ce résultat exige une tension de la volonté et ce domaine extérieur est considéré comme n'ayant aucune importance.

Exemple d'un essai de culture. — Pour préparer le milieu de culture, on dilue à l'eau ordinaire du moût de bière blonde non houblonné, de façon à obtenir une teneur de 4,5 % en substance sèche. On ajoute à chaque litre de solution :

	(g).		(g).
Gélose	2,0	ClK	0,031
$(NO_3)_2Ca$	0,25	$SO_4Fe.7H_2O$	0,00209
PO_4KH_2	0,0625	$SO_4Zn.7H_2O$	0,00086
SO_4Mg	0,0625		

On place le milieu de culture par portions de 500 ml dans des ballons de Fernbach à 1,6 l, on stérilise à l'autoclave à 108° durant 25 mn, et ensemence, après refroidissement, avec une suspension de *Ps. mexicana*, préparée comme ci-dessus; 80 ml de milieu permettent ainsi d'ensemencer 50 ballons de Fernbach. Sur les cultures, mises à incuber dans l'obscurité, à 24°, apparaissent à la surface, après 4 jours, de nombreuses colonies blanches; après 7 jours, la couverture de mycélium se ferme. Il se forme sur celle-ci, après 14 jours, des sclérotes jaunâtres ou bruns (*fig.* 4 et 5), dont le diamètre atteint en général 1 cm, voire notablement plus. On sépare le mycélium et les sclérotes après six semaines par filtration sur une gaze, on presse et sèche à l'étuve à 35°. Nous avons obtenu 924 g de sclérotes et de mycélium séchés à partir d'un essai effectué avec 55 l de milieu de culture, ce qui correspond à un rendement de 16,6 g/l.

Résultats. — Nous avons pu préparer par ces deux méthodes une quantité de matière de base suffisante pour permettre l'extraction du principe actif. Rappelons que nous sommes parvenus à l'isoler par la suite, tant des carpophores que des sclérotes et du mycélium, sous forme de deux substances. L'une d'elles, qui renferme la presque totalité du pouvoir d'action psychotrope, est une substance cristallisée que nous avons dénommée *Psilocybine*. L'autre, que nous avons réussi à isoler seulement en très petite quantité, a été nommée *Psilocine*.

La Psilocybine, caractérisée par les spectres ultraviolet et infrarouge, par une réaction de Keller de couleur violette et par sa teneur en phosphore, donne, après ingestion, la même action psychotrope que les champignons eux-mêmes. La Psilocine, substance apparentée à la Psilocybine, s'en distingue par son spectre ultraviolet et par sa réaction de Keller de couleur bleu pur. La description de la méthode d'isolement et des propriétés chimiques de ces substances est publiée d'autre part [6].

(1) V. P. et R. G. WASSON, *Mushrooms, Russia and History*, 2 vol., New-York, 1957.

(2) R. HEIM, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 965; 242, 1956, p. 1389; 244, 1957, p. 695; *Rev. Mycol.*, 22, 1957, p. 58, 183 et 300.

(3) R. HEIM, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 965; 245, 1957, p. 1761; R. HEIM et R. CAILLEUX, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3109.

(4) R. HEIM, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 597.

(5) A. STOLL, A. BRACK et J. RENZ, *Schweiz. Z. Path. u. Bakt.*, 14, 1951, p. 230.

(6) A. HOFMANN, R. HEIM, A. BRACK et H. KOBEL, *Experientia*, 14, fasc. 3, mars 1958.

CYTOLOGIE. — *La présence de l'ergastoplasme chez les Protozoaires (cas des Grégarines).* Note (*) de MM. **Pierre-P. Grassé** et **Jean Théodoridès**.

L'ergastoplasme est un organite cellulaire, transitoire, découvert en 1897 par Garnier [1], [2] qui d'emblée en comprit le rôle élaborateur et suggéra une liaison physiologique avec la substance « chromatique » du noyau. L'œuvre de ce pionnier a été complètement confirmée. Moins perspicaces que Garnier, ses successeurs confondirent l'ergastoplasme avec d'autres constituants cellulaires, au point qu'on en était arrivé à douter de la validité de cet organite. Le microscope électronique en faisant connaître plus précisément les structures a confirmé les vues si justes de Garnier. C'est à Oberling et ses collaborateurs que revient le mérite d'avoir compris que les formations lamellaires intracytoplasmiques sont bien l'ergastoplasme, alors que les biologistes américains les désignaient sous le nom inadéquat de reticulum endoplasmique méconnaissant leur vraie nature.

L'ergastoplasme existe, semble-t-il, avant tout dans les cellules en activité sécrétrice et en métabolisme anabolique, aussi bien chez les Vertébrés que chez les Invertébrés [Berkaloff 1956 [3], et André Rouiller 1957 [4]].

Jusqu'ici, l'ergastoplasme n'a pas été trouvé dans les Protozoaires. Il est vrai que ces organismes sont assez peu souvent le siège d'une activité élaboratrice intense ou d'un grand anabolisme. Les Grégarines qui rappellent par leur organisation l'œuf des Métazoaires, nous ont paru être un matériel où l'ergastoplasme avait quelque chance d'exister.

Notre attente n'a pas été trompée et nous avons trouvé chez un *Stylocephalus* encore inédit, parasite du Coléoptère Ténébrionide malgache *Phrynocolus tenuesculptus*, un ergastoplasme typique. Les individus dans lesquels cet organite a été révélé sont de jeunes sporadins en croissance, c'est-à-dire se chargeant de vitellus, paraglycogène, enclaves protéiques et autres.

L'ergastoplasme se présente dans les Grégarines sous son aspect le plus habituel : à savoir des lamelles disposées parallèlement les unes aux autres et séparées par de larges intervalles, d'où un aspect très différent de l'empilement des saccules composant un dictyosome (corps de Golgi). Les *deux* faces de la lamelle sont saupoudrées de grains noirs, les grains de Palade (= substance chromatique ou basophile de Garnier) (pl. I et II).

Entre les lames ergastoplasmiques, on observe quelques grains de Palade libres.

Chaque groupe de lames se compose de 3 à 6 éléments. (*fig.* 1 et 2, *pl.* I et *fig.* 1, *pl.* II) Les lames sont relativement planes et se tiennent

PLANCHE I.

1



2

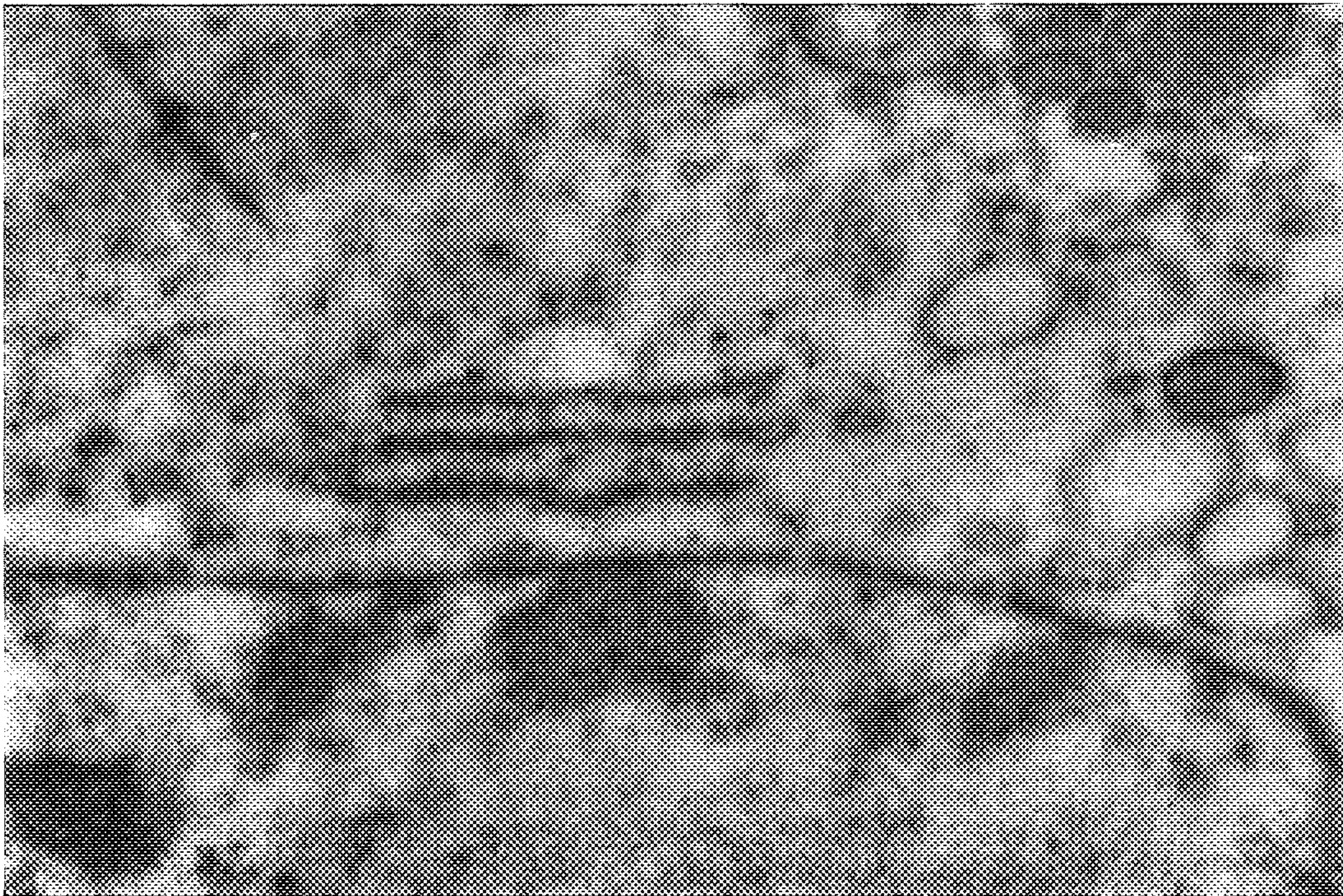
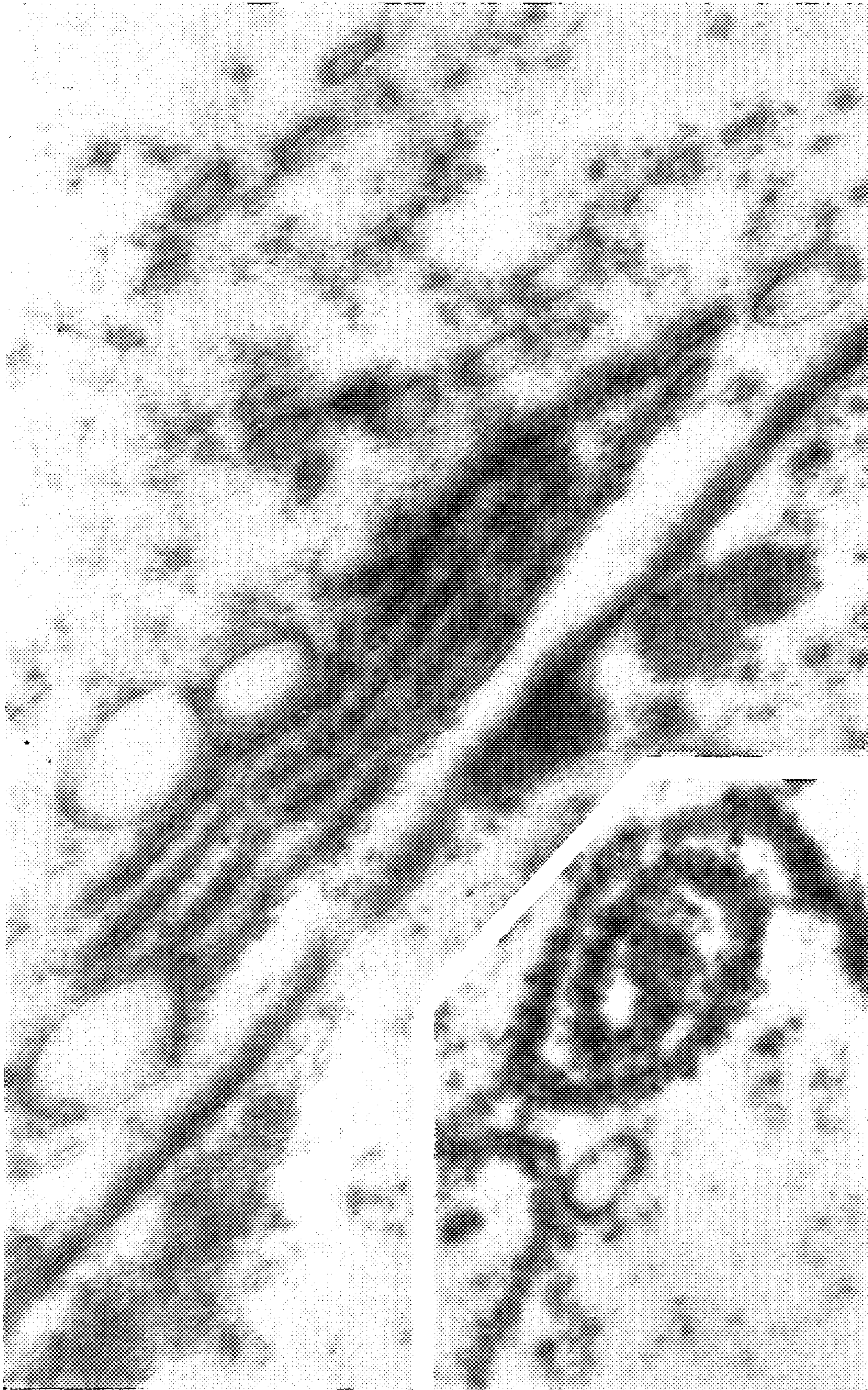


PLANCHE II.



1 2

à une faible distance du noyau, parallèlement à sa surface. Toutefois, nous en avons observé d'enroulées plusieurs fois sur elles-mêmes et donnant en coupe une image de spirale (*fig.* 2, *pl.* II); aspect qui rappelle de très près celui qu'affecte l'ergastoplasme de l'œuf des Métazoaires (parasomes, noyaux vitellins, etc.).

On observe, çà et là dans le cytoplasme de la Grégarine, des masses volumineuses étroitement enveloppées par deux lamelles concentriques que l'on pourrait assimiler à de l'ergastoplasme si les grains de Palade n'y faisaient pas défaut.

Le parallèle établi par Duboscq (1918) ([5]) entre les structures de l'œuf et des Grégarines est légitimé de nouveau par la découverte de l'ergastoplasme, organite lié aux processus anaboliques de la cellule.

En fait, la cellule a chez tous les êtres vivants, qu'ils soient uni ou pluricellulaires, la même composition fondamentale. Les « instruments » de son activité sont les mêmes chez tous : appareil de Golgi, mitochondries, ergastoplasme; mais comme dans un même ustensile on peut préparer une infinité de mets différents, avec les mêmes outils la matière vivante élabore les substances les plus variées et les dispose selon la plus grande diversité.

EXPLICATION DES PLANCHES.

Stylocephalus sp.

PLANCHE I.

Fig. 1. — Ergastoplasme fait de six feuillets et situé à proximité et au-dessus du noyau. En haut à gauche, deux autres feuillets d'ergastoplasme. Grossissement direct 14 200, grandissement photographique 35 500.

Fig. 2. — Trois feuillets ergastoplasmiques auprès du noyau. Grossissement direct 28 000, grandissement photographique 70 000.

PLANCHE II.

Fig. 1. — Autre aspect de l'ergastoplasme. Grossissement direct 27 000, grandissement photographique 67 500.

Fig. 2. — Feuillet d'ergastoplasme replié sur lui-même, vu en coupe transversale. Grossissement direct 23 000; grandissement photographique 57 500.

(*) Séance du 17 février 1958.

([1]) CH. GARNIER, *Bibliographie anatomique*, 1897.
([2]) CH. GARNIER, *J. Anat. et Physiol.*, 36, 1900, p. 22-98.
([3]) A. BERKALOFF, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1158.
([4]). J ANDRÉ et CH. ROUILLER, *J. Bioph. Bioch. Cyt.*, 3, 1957, p. 977-984, 8 pls.
([5]) O. DUBOSCQ, *Arch. Zool. exp. gén.*, 58, 1918, p. 1-53.

(*Laboratoire d'Évolution des Êtres organisés et Laboratoire de Microscopie électronique appliquée à la Biologie, C. N. R. S, 105, boulevard Raspail, Paris.*)

GÉOPHYSIQUE. — *Sur l'origine et le maintien du géomagnétisme, sa variation séculaire et ses inversions.* Note (*) de M. **Alexandre Dauvillier.**

L'auteur montre comment ces quatre problèmes n'en font qu'un, dont la solution est recherchée dans l'aimantation thermorémanente des basaltes par le champ magnétique du rayonnement corpusculaire du Soleil.

1. Dans une précédente Note [1] nous avons envisagé le géomagnétisme comme une aimantation thermorémanente fossile, acquise par les laves ferrugineuses s'étant épanchées dans les fosses océaniques considérées comme les « mers lunaires » de la Terre primitive. Cette aimantation avait eu lieu en milieu réducteur, au cours du refroidissement au point de Curie de la magnétite, sous l'action du rayonnement radial électronique solaire. Celui-ci se manifeste sous l'aspect de la lumière zodiacale. Un tel mécanisme a été invoqué en 1909 par Sir O. Lodge pour rendre compte des orages magnétiques. Il est à remarquer que l'énergie magnétique du Globe ne dépasse pas 10^{25} ergs et qu'elle est du même ordre que l'énergie annuellement dépensée par le Soleil en orages magnétiques sur la Terre. Le géomagnétisme est ainsi localisé dans les 30 premiers kilomètres de la croûte solide, considérée comme la brique argileuse qui est *cuite* dans un champ faible et en conserve une aimantation permanente et durable. Cette conception établissait une relation entre la masse des océans et le moment du Globe. Elle s'accorde numériquement avec la valeur du gradient géothermique et la teneur en magnétite des basaltes. Elle rend compte de l'importance des *anomalies* magnétiques de nature géologique et du rôle des bassins océaniques démontré par H. Wilde en 1890 avec son *Magnetarium.*

Ainsi conçoit-on comment, après un fort orage magnétique, ayant réduit momentanément le moment du Globe — par l'action démagnétisante de l'anneau équatorial de Birkeland-Störmer —, s'effectue le lent retour, d'allure exponentielle, durant quelques jours, jusqu'à l'état d'équilibre initial.

2. Ce mécanisme s'accorde avec la conception de la variation séculaire, suggérée par Bidlingmaier en 1910, à savoir un déplacement de niveau de la surface isotherme point de Curie de la magnétite. L'état thermique à ce niveau dépend de la radioactivité locale, de l'état convectif du magma sous-jacent et de la conductibilité, qui dépend elle-même de l'érosion, de la sédimentation, des mouvements isostatiques, du volcanisme et de la tectonique. C'est ainsi que l'Afrique australe, où la variation séculaire est rapide et forte actuellement, présente un gradient géothermique parti-

culièrement élevé. Cette conception fait apparaître une relation entre la variation séculaire locale, le volcanisme et l'orogenèse.

Nous considérons la variation séculaire mondiale comme l'effet statistique de toutes les variations locales. Ainsi peut-on concevoir les migrations rapides des pôles et le fait qu'ils ne sont pas antipodiques.

Le paléomagnétisme a montré que le moment du Globe n'avait guère changé depuis 50 Méga ans et peut-être, depuis beaucoup plus longtemps. Il ne doit théoriquement pas avoir changé notablement depuis 4,5 milliards d'années, l'amplitude de la variation du niveau isothermique critique demeurant faible et le Globe étant en équilibre thermique interne. Cependant, le géomagnétisme devrait décroître constamment et chaque fois que cette surface isotherme s'élève, s'il n'était continuellement entretenu. Or, toutes les fois que ce niveau s'abaisse, le champ magnétisme cosmique extérieur à la Terre accroît le moment magnétique. Ainsi peut-on concevoir comment la variation séculaire reflète l'activité solaire.

3. Le magnétisme *inverse* présenté par nombre de roches en place, de tous les âges géologiques et en de nombreux points du Globe, s'accorde avec ces conceptions. B. Brunhes a montré, en 1905, comment ces inversions étaient indépendantes de leur nature minéralogique. Ces roches se sont aimantées en se refroidissant par passage par leur point de Curie dans un champ de sens inverse à celui du Globe. L'antiquité de ces inversions plaide en faveur du mécanisme ci-dessus invoqué. Pour les plus récentes d'entre elles, nous avons attribué (2) le renversement du champ à des orages magnétiques d'une exceptionnelle intensité. On peut montrer comment l'activité solaire a sans cesse été en décroissant. Mais, pour la plupart, nous ferons appel à la dérive d'*ensemble* de la croûte terrestre, par rapport à l'axe de rotation quasi invariable du Globe, à laquelle nous avons attribué (3) le phénomène paléoclimatique. Cette dérive ne doit pas être confondue avec les impossibles dérives partielles postulées par Taylor et Wegener. Elle a été suggérée par Halley, Colberg, Hansteen et H. Wilde, mais à l'échelle des millénaires, alors que nous la considérons à l'échelle des millions d'années (2 à 3° par Méga ans). Elle est attribuable aux forces luni-solaires agissant sur la dissymétrie continentale-océanique du renflement équatorial et à la composante d'Eötvös. Elle s'effectue grâce à la liaison visqueuse existant entre la croûte rigide et le magma interne sous-jacent. Elle dépend de l'érosion, de la sédimentation, des phénomènes isostatiques, du volcanisme et de l'orogenèse.

Lorsque la croûte s'est aimantée, il y a $4,5.10^9$ ans, avant la condensation des océans et l'apparition de l'oxygène atmosphérique, l'axe géomagnétique se confondait avec l'axe de rotation. Pendant la dérive, il a pris une position quelconque par rapport à l'axe du monde. Mais il demeurait fixe par rapport à la géographie de la surface. Nombre de lieux

géographiques ont pu ainsi passer dans l'hémisphère opposé par rapport au plan de l'écliptique. Toutes les fois qu'un dyke s'est épanché et refroidi, il s'est aimanté dans le champ magnétisant cosmique. Or, celui-ci est toujours demeuré plus intense que le champ rémanent, durant la plus grande partie des époques géologiques. Dans les variations magnétiques actuelles, périodiques ou accidentelles, les causes extérieures comptent encore pour les trois quarts. Il a donc pu acquérir une aimantation de sens inverse au magnétisme fossile des roches environnantes.

La paléoclimatologie nous montre qu'au carbonifère, l'axe du Globe passait par Hawaï et l'Afrique australe. Le volcanisme du Cumberland de cette époque se trouvait dans l'hémisphère austral et peut ainsi nous offrir des *témoins* dont le magnétisme est inversé.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) A. Dauvillier, *Comptes rendus*, 210, 1940, p. 177.

(2) A. Dauvillier, *U. G. G. I.*, Oslo, 1948.

(3) A. Dauvillier, *Genèse, nature et évolution des planètes*, 1 vol., 345 pages, Hermann, Paris, 1947.

En faisant hommage d'un volume intitulé : *Les Groupes sanguins : techniques usuelles*, dont il a écrit la *Préface*, M. **René Dujarric de la Rivière** s'exprime ainsi :

J'ai l'honneur de déposer sur le Bureau de l'Académie le premier volume d'une collection qui porte le titre de *Techniques de base*. Cette collection sera constituée par de petits manuels de 60 à 100 pages. Ils ne contiendront d'autres notions théoriques que celles qui seront indispensables pour rendre plus clair l'exposé de certaines techniques. Les auteurs s'efforceront de donner avec précision la description de méthodes d'analyse qui auront été sélectionnées et qui, toutes, ont fait la preuve de leur valeur.

Cette collection comprendra deux Sections : l'une de Microbiologie, l'autre de Sérologie. Le premier volume qui vient de paraître dans la section Sérologie est consacré aux groupes sanguins. Il a été rédigé par M. le Dr Jean M. Fine, Chef de Laboratoire au Centre National de Transfusion Sanguine. M. Fine fait profiter le lecteur de ses connaissances théoriques mais aussi, et surtout, de ses remarquables qualités techniques. Ce livre rendra, nous l'espérons, des services dans les laboratoires de recherches et plus encore, peut-être, dans les laboratoires cliniques.

Les Ouvrages suivants sont adressés en hommage à l'Académie :

par M. **Alexandre Dauvillier** : *L'origine photochimique de la vie*.

par M. **Paul Fourmarier** : *Hydrogéologie*, deuxième édition revue et augmentée.

COMMISSIONS.

Par la majorité des suffrages, MM. **Louis de Broglie**, **Georges Poivilliers**, pour la Division des Sciences mathématiques physiques; **Paul Pascal**, **Georges Chaudron**, pour la Division des Sciences chimiques et naturelles; **Pierre Chevenard**, **Hippolyte Parodi**, pour la Division des Applications de la Science à l'industrie, sont élus Membres de la Commission qui, sous la présidence de M. le Président de l'Académie, dressera une liste de candidats à la place de Membre de la Section des Applications de la science à l'industrie, vacante par la mort de M. *Robert Esnault-Pelterie*.

PLIS CACHETÉS.

A la demande des auteurs, les plis cachetés acceptés en les séances des 26 novembre 1956 et 25 mars 1957 et enregistrés sous les n°s 13.617 et 13.653, sont ouverts par M. le Président.

Les documents qui en sont retirés seront soumis à l'examen de la Section de chimie.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de l'Éducation nationale, de la Jeunesse et des Sports**, invite l'Académie à lui présenter un candidat à la Chaire d'Électrochimie du Conservatoire national des Arts et Métiers, vacante par la mort de M. *René Audubert*.

(Renvoi aux Sections de Chimie, de Physique
et à la Division des Applications de la science à l'industrie.)

Le Président du **IXe Science Pacific Congress**, envoie les tirages multicopiés concernant les résolutions, les comités et le rapport de clôture de ce Congrès.

L'Académie est informée :

— du **Kekulé Symposium on Theoretical Organic Chemistry**, organisé par la Chemical Society, qui aura lieu à Londres, du 15 au 17 décembre 1958;

— du **XXXIe Congrès international de chimie industrielle**, qui aura lieu à Liège du 7 au 20 septembre 1958.

M. **André Gougenheim** adresse à l'Académie un compte rendu de la réunion de la première séance du Special Committee on Antarctic Research tenue à La Haye, en vue d'organiser la coopération scientifique internationale sur le Continent antarctique, réunion où l'Académie l'avait chargé de la représenter.

M. le **Secrétaire perpétuel**, signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Proceedings of the International Genetics Symposia*, Tokyo and Kyoto. 1956;

2° IXe Congrès international de Mécanique appliquée. *Actes*. Tomes I, II, V et VIII;

3° Ministère de l'Air. *Les méthodes scientifiques dans les techniques modernes : quelques écueils*, par Pierre Vernotte;

4° *Sur les fonctions méromorphes et les fonctions algébroïdes, extensions d'un théorème de M. R. Nevanlinna*, par King-Laï Hiong;

5° Ministère de la France d'Outre-Mer. *Mollusques, Crustacés, Poissons marins des côtes d'A. E. F. en collection au centre d'océanographie de l'Institut d'études centrafricaines de Pointe-Noire*, par MM. Jean Collignon, M. Rossignol et Charles Roux;

6° *Bibliography of the Silesian Zoology*. Part III (1935-1950), par Ferdinand Pax;

7° *Consiglio nazionale delle ricerche, Organizzazione generale del C. N. R. nel* 1957; 2e édition;

8° *Stability in celestial mechanics*, par Yusuke Hagihara;

9° *Jubilé d'Argent de doctorat en médecine du Docteur Abdo Féghali, Fondateur de l'Hôpital des Enfants-Malades de Beyrouth* 1932-1957. Préface de Robert Debré;

10° *Géométrie du tétraèdre. Sur les hauteurs d'un tétraèdre*, in Mathesis, par Victor Thébault;

11° *Voprosy mineralogii osadotchnyk obrazovanii* (Lvow), Tome I.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Note sur une propriété nouvelle des fonctions harmoniques*. Note (*) de M. **Jean Delsarte**, présentée par M. Henri Villat.

1. Soit f une fonction définie et continue dans R^n $(n \geqq 2)$. Désignons par $\mathrm{F}(x, r)$ la moyenne superficielle de la fonction f sur une sphère de centre x, de rayon r. Soient a et b deux nombres *fixes*, réels, positifs et distincts.

Théorème. — *Sous réserve de la remarque ci-dessous, si pour tout* $x \in \mathrm{R}^n$, *on a*

$$\mathrm{F}(x, a) = \mathrm{F}(x, b) = f(x), \tag{1}$$

la fonction f *est harmonique dans* R^n.

Remarque. — Le théorème tombe en défaut si le rapport a/b prend certaines valeurs exceptionnelles. Ces valeurs exceptionnelles peuvent être assignées à l'avance, *indépendamment de la fonction f*. Elles sont en nombre fini. Dans le cas de $n = 3$, il n'y en a aucune. (Cette circonstance est sans doute générale.)

2. *Démonstration.* — On sait, depuis Poisson, que la fonction F est la solution d'un problème de Cauchy de type hyperbolique, à variables séparées (x et r). On a

$$\Delta F = \frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{n-1}{r}\frac{\partial F}{\partial r}; \tag{2}$$

$$F(x, 0) = f(x); \qquad \left(\frac{\partial F}{\partial r}\right)_{r=0} = 0. \tag{3}$$

Par ailleurs, les conditions (1) s'écrivent

$$(\mu_a - \delta) \star f = 0; \qquad (\mu_b - \delta) \star f = 0, \tag{4}$$

en désignant par δ la mesure de Dirac, à l'origine, et par μ_a et μ_b, les densités uniformes, de masse totale unité, réparties sur les sphères de centre origine, et de rayon a, b.

Désignons par $\mathcal{E}$ l'espace des fonctions paires, de la variable r, indéfiniment dérivables, muni de la topologie de la convergence uniforme sur tout compact, pour toutes les dérivées. On sait, ([1]), qu'il existe un isomorphisme X de $\mathcal{E}$ transmutant l'un dans l'autre, les opérateurs différentiels

$$\frac{d^2}{dr^2} + \frac{n-1}{r}\frac{d}{dr} \quad \text{et} \quad \frac{d^2}{dr^2}.$$

Appliquons un tel isomorphisme à la fonction F ; soit

$$G(x, r) = X_r[F(x, \rho)]$$

(où X travaille sur la variable r). Alors, les conditions (4) impliquent que, pour tout x, la fonction $G(x, r)$ est une fonction moyenne-périodique paire, de la variable r. Posons

$$p = \frac{n-2}{2}; \qquad j_p(r) = \frac{2^p\Gamma(p+1)}{r^p} J_p(r); \qquad k_n = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\frac{\Gamma(p+1)}{\Gamma\left(p+\frac{1}{2}\right)}.$$

Alors, $X_r[j_p(\lambda\rho)] = \cos\lambda r$, et les conditions de moyenne-périodicité, pour la fonction G, sont, par transmutation de (4) :

$$\begin{aligned} G(x, r) &= k_n X_r\left\{\int_0^\pi G\left[x; \sqrt{\rho^2 + a^2 + 2a\rho\cos\theta}\right]\sin^{n-1}\theta\, d\theta\right\} \\ &= k_n X_r\left\{\int_0^\pi G\left[x; \sqrt{\rho^2 + b^2 + 2b\rho\cos\theta}\right]\sin^{n-1}\theta\, d\theta\right\}. \end{aligned} \tag{5}$$

Le spectre de cette fonction moyenne-périodique est alors formé de zéros communs aux deux équations, en la variable λ :

(6) $$j_p(\lambda a) = j_p(\lambda b) = 1.$$

On sait ([2]) que $G(x, r)$ est limite de combinaisons linéaires (à coefficients dépendant de x) d'exponentielles-monomes correspondant aux divers points de son spectre. Si donc $\lambda = 0$ est la seule solution commune aux deux équations (6), on pourra affirmer que $G(x, r)$ et $F(x, r)$ ne dépendent pas de r, et donc que $F(x, r) = f(x)$ est nécessairement harmonique. Mais le théorème tombe en défaut si le spectre contient d'autres points que $\lambda = 0$, ce qui revient à dire que l'équation $j_p(z) = 1$, (dont $z = 0$ est la seule racine réelle), possède des racines complexes dont le rapport est réel et positif. Si cela est, les valeurs exceptionnelles du rapport a/b sont, par là même, déterminées. On montre sans peine qu'il ne peut y avoir qu'un nombre fini de telles valeurs exceptionnelles, et qu'il n'y en a aucune si $n = 3$.

3. On peut donner une autre démonstration du théorème, qui n'utilise pas la théorie de la transmutation, mais un résultat général sur la moyenne-périodicité dans R^n ([3]). Toutefois cette démonstration ne peut s'étendre au cas où l'on se place dans un domaine ouvert de R^n, alors que la démonstration esquissée ci-dessus peut se généraliser sans difficulté. Nous y reviendrons.

(*) Séance du 24 février 1958.

([1]) J. Delsarte, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1780; J.-L. Lions, *Bull. soc. math. Fr.*, 84, 1956, p. 9-95.

([2]) J. Delsarte, *J. Math. pures et appl.*, 14, 1935, p. 403-453; L. Schwartz, *Ann. Math.*, 48, 1947; p. 857-929.

([3]) B. Malgrange, *Ann. Inst. Fourier*, 1956, p. 3-87.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur quelques propriétés d'un champ vectoriel.* Note (*) de M. **Liviu I. Todor**, présentée par M. Henri Villat.

Soit D un domaine tridimensionnel, à connexion linéaire simple, dont la frontière S est formée d'un nombre fini de $k+1$ surfaces S_j $(j = 0, 1, \ldots, k)$ disjointes, simples, fermées et suffisamment régulières. Si le vecteur $\overline{V}$ est deux fois dérivable dans D et continu dans $D \cup S$, on a la formule bien connue :

(1) $$\operatorname{rot}_M \left[\frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{\bar{n}(P) \times \overline{V}(P)}{r_{MP}} d\sigma_P + \frac{1}{4\pi} \iiint_D \frac{\operatorname{rot} \overline{V}(P)}{r_{MP}} d\tau_P \right] - \operatorname{grad}_M \left[\frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{\bar{n}(P) . \overline{V}(P)}{r_{MP}} d\sigma_P + \frac{1}{4\pi} \iiint_D \frac{\operatorname{div} \overline{V}(P)}{r_{MP}} d\sigma_P \right] = \begin{cases} \overline{V}(M) & (M \in D), \\ 0 & (M \in D_-), \end{cases}$$

où r_{MP} est la distance entre les points M et P, $\bar{n}(P)$ la normale intérieure à S, et D_- l'extérieur de D formé des domaines D'_j.

C'est la formule établie par MM. J. Pérès [1] et C. Jacob [2]. Dans le cas particulier où $\bar{n}.\bar{V} = 0$ sur S et $\operatorname{div}\bar{V} = 0$ dans D on obtient l'identité de Poincaré. Désignons par $\bar{F}$ les intégrales de volume qui paraissent dans (1) et par $\mathcal{M}(M, P)$ la matrice

$$\mathcal{M}(M, P) = \frac{-1}{r_{MP}^2}\begin{pmatrix} D & -C & B \\ C & D & -A \\ -B & A & D \end{pmatrix}, \tag{2}$$

où A, B, C sont les composantes du produit $\bar{n}(P) \times \bar{S}_{MP}$, $D = \bar{n}(P)\bar{S}_{MP} = \cos\varphi$ et $\bar{S}_{PM}$ est le verseur de $\overline{MP}$. La formule (1) s'écrit :

$$\frac{1}{4\pi}\iint_S \mathcal{M}(M, P).\bar{V}(P)\,d\sigma_P + \bar{F}(M) = \begin{cases} V(M) & (M \in D), \\ 0 & (M \in D_-), \end{cases} \tag{3}$$

où $\mathcal{M}(M, P).\bar{V}(P)$ est le produit du vecteur $\bar{V}$ par la matrice $\mathcal{M}$. C'est la notation de A. V. Bitzadze [3], [4]. Si le champ $\bar{V}$ est potentiel dans D c'est-à-dire si $\operatorname{rot}\bar{V} = 0$, $\operatorname{div}\bar{V} = 0$, (3) se réduit à la formule trouvée par Fulton et Rainich [5] et R. Von Mises [6].

Soit $\bar{V}$ un vecteur donné sur S. Le champ solénoïdal $\bar{W}$:

$$\bar{W}(M) = \frac{1}{4\pi}\iint_S \mathcal{M}(M, P).\bar{V}(P)\,d\sigma_P, \tag{4}$$

dont les composantes sont harmoniques, a la propriété

$$\operatorname{rot}\bar{W} = \operatorname{grad} Q, \qquad \text{où} \quad Q = \frac{1}{4\pi}\iint_S \frac{[\bar{n}(P) \times \bar{S}_{MP}].\bar{V}(P)}{r_{MP}^2}\,d\sigma_P \tag{5}$$

est une fonction harmonique. On a des formules de saut analogues à celles de Plemelj, pour les valeurs limites $\bar{W}^+(P')$, $\bar{W}^-(P')$ $P' \in S$ du champ $\bar{W}$. Nous avons montré que :

a. Les valeurs limites $\bar{W}^+$, $\bar{W}^-$ satisfont sur S à des conditions de Hölder de même exposant ν que $\bar{V}$, si $\nu < 1$, et d'exposant $1 - \varepsilon$, où ε est un nombre positif ($0 < \varepsilon < 1$) quelconque si $\nu = 1$.

b. Si le vecteur $\bar{V}$ est hölderien sur S, la fonction Q est continue à la traversée de S.

c. Soit Δ une droite qui traverse S au point P′ et qui est entièrement intérieure à un cône circulaire droit de sommet P′, d'ouverture $\varpi (\varpi < \pi/2)$ et ayant comme axe la normale en P′ à S. Soient M, N deux points de Δ à égale distance de P′. Si le vecteur $\bar{V}$ est continu au voisinage de P′, la différence $Q(M) - Q(N)$ tend vers zéro si $M, N \to P'$.

Moyennant les formules de saut et la formule (3), on obtient l'équation intégrale :

$$\frac{1}{2}\bar{V}(P') - \frac{1}{4\pi}\iint_S \mathcal{M}(P', P).\bar{V}(P)\,d\sigma_P = \bar{F}(P') \qquad (P' \in S), \tag{6}$$

pour les valeurs de $\overline{V}$ sur S. Si dans cette équation on prend $\overline{n}.\overline{V}=0$ sur S et $\operatorname{div}\overline{V}=0$ dans D, on aboutit à l'équation intégrale de M. H. Villat ([7]).

Nous avons montré que :

a. La condition nécessaire et suffisante pour qu'un vecteur $\overline{V}$ continu sur S soit la valeur limite d'un vecteur potentiel dans D, est que pour tout $M \in D_-$ on ait

$$\iint_S \mathcal{M}(M, P).\overline{V}(P)\, d\sigma_P \equiv 0. \tag{7}$$

Si $\overline{V}$ satisfait sur S à une condition de Hölder, la condition (7) est équivalente à

$$\frac{1}{2}\overline{V}(P') - \frac{1}{4\pi}\iint_S \mathcal{M}(P', P).\overline{V}(P)\, d\sigma_P \equiv 0 \qquad (P' \in S). \tag{8}$$

b. Pour que $\overline{V}$ donné sur S soit la valeur limite d'un vecteur potentiel dans D_- et nul à l'infini, il faut et il suffit que pour tout $M \in D$ on ait la relation (7), qui peut être écrite sous la forme correspondant à (8), lorsque $\overline{V}$ est hölderien sur S.

c. Si la circulation du vecteur $\overline{V}$ donné sur S, est nulle pour tout contour fermé appartenant à S, la fonction Q donnée par (5) est identiquement nulle.

En ajoutant aux composantes U, V, W du champ $\overline{V}$ un champ scalaire v nous obtenons un système de quatre fonctions que nous désignerons par $[\overline{V}, v]$ et que nous appellerons demi-vecteur. Le demi-vecteur $[\overline{V}, v]$, assujetti à vérifier le système

$$\operatorname{grad} v + \operatorname{rot}\overline{V} = \overline{R}, \qquad \operatorname{div}\overline{V} = r, \tag{9}$$

a des propriétés plus symétriques, similaires à celles du vecteur $\overline{V}$. Ainsi on a pour les demi-vecteurs $[\overline{V}, v]$ deux fois dérivables dans D et continus dans $D \in S$ une représentation analogue à (3), due à MM. Gr. Moisil et N. Theodoresco ([8]). On peut envisager les demi-vecteurs $[\overline{W}, w]$ donnés par une formule analogue à (4), la matrice $\mathcal{M}$ étant remplacée par la matrice $\mathcal{M}^*(M, P)$ déduite de la première par l'adjonction d'une ligne A, B, C, D et d'une colonne $-A$, $-B$, $-C$, D, et le vecteur $\overline{V}$ par le demi-vecteur $[\overline{V}, v]$. Un demi-vecteur $[\overline{W}, w]$ ainsi construit a les composantes harmoniques et il satisfait au système (9) homogène. Les propriétés de $[\overline{W}, w]$ au voisinage de S sont les mêmes que celles de $\overline{W}$ donné par (4). On peut écrire l'équation intégrale correspondant à (6) ainsi que les conditions nécessaires et suffisantes pour que le demi-vecteur $[\overline{V}, v]$ donné sur S et qui y est continu, soit la limite d'un demi-vecteur qui satisfasse dans D au système (9) homogène. Ces conditions ont la même forme que (7) ou (8) à cela près que la matrice $\mathcal{M}$ est remplacée par $\mathcal{M}^*$ et le vecteur $\overline{V}$ par le demi-vecteur $[\overline{V}, v]$.

Une prochaine publication sera consacrée à l'application des résultats ci-dessus à l'équation intégrale de M. H. Villat ([9]).

(*) Séance du 24 février 1958.
([1]) *J. Math. pures et appl.*, 1re série, 9, 1930, p. 113.
([2]) *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1793.
([3]) *Isvestia Akademii Nauk, S.S.S.R.*, série math., 17, 1953, p. 525.
([4]) *Doklady Akademii Nauk*, Moscou, 93, 1953, p. 329.
([5]) *American Journal of Mathematics*, 54, 1932, p. 235.
([6]) *Bulletin of the American Mathematical Society*, 50, 1949, p. 599.
([7]) *Comptes rendus*, 188, 1929, p. 837.
([8]) *Mathematica*, Cluj, 5, 1931, p. 141.
([9]) H. Villat, *Leçon sur la théorie des tourbillons*, p. 26.

ÉQUATIONS AUX DÉRIVÉES PARTIELLES. — *Les opérateurs elliptiques et les problèmes mixtes*. Note de M. **Félix Browder**, présentée par M. Jean Leray.

Nous étudions l'inverse d'un opérateur elliptique A avec des conditions de Dirichlet nulles dans un ouvert non borné et donnons des résultats sur l'existence et la régularité des solutions des problèmes mixtes pour des opérateurs du type $A(t)(\partial/\partial t)^2 + B(t)\partial/\partial t + C(t)$ et $A(t)\partial/\partial t + B(t)$.

1. On utilise la notation de notre dernière Note ([1]). Soit $A = \Sigma a_\alpha(x) D^\alpha$ un opérateur d'ordre $2m$ uniformément elliptique sur un ouvert régulier G de E^n, $A' = \Sigma c_\alpha(x) D^\alpha$ son adjoint formel. On suppose $|a_\alpha|$ et $|c_\alpha|$ bornés sur G pour chaque α, a_α uniformément continue sur G si $|\alpha| = 2m$ et $q(x)$ réelle et bornée sur G. Soit $A_{q,G}$ la réalisation de $A + q$ sous les conditions de Dirichlet nulles au bord de G. Si l'on suppose $(-1)^m q(x) \geqq c_0$, c_0 constante et assez grande, alors $A_{q,G}$ a un inverse borné défini sur $L^2(G)$:

$$A_{q,G}^{-1} = T_1 + iT_2,$$

T_1 et T_2 étant des opérateurs hermitiens.

Soit (k) un n-tuple de nombres entiers, $(k) = (k_1, \ldots, k_n)$, $(-\infty < k_j < +\infty)$; soit

$$\xi_{(k)} = \sup \{ |(a_\alpha - c_\alpha)(x)| : |\alpha| < 2m;\ k_j \leqq x_j \leqq k_j + 1 \text{ pour chaque } j;\ x \in G \}.$$

Théorème 1. — *T_1 et T_2 sont des opérateurs intégraux avec les noyaux $g_1(x, y)$ et $g_2(x, y)$ tels que*

$$\int |g_1(x, y)|^{q_1} dy \leqq m(q_1), \qquad \int |g_2(x, y)|^{q_2} dy \leqq m(q_2)$$

pour chaque $x \in G$, $q_1 < n/(n - 2m)$, $q_2 < n/(n - 2m - 1)$. Si $a_\alpha - c_\alpha = 0$ pour $|\alpha| > p$, alors on peut rendre $q_2 < n/(n - 4m + p)$.

Théorème 2. — *Soit $s = [n/(4m + 2)] + 1$. On suppose que $\Sigma_{(k)} \xi_{(k)}^{2s} < \infty$. Alors T_2^s est un opérateur du type Hilbert-Schmidt ([2]), et T_2^{2s} est un opérateur à*

trace finie. Si $a_\alpha - c_\alpha = 0$ *pour* $|\alpha| > p$, *les mêmes conclusions restent vraies pour* $s = [n/(8m - 2p)] + 1$.

THÉORÈME 3. — *Soit* $s = [n/(4m + 2)] + 1$. *Si l'on suppose que* $\Sigma_{(k)} \xi_k^{(2)} < \infty$, *alors la partie imaginaire de* $(A_{q,G}^{-1})^s$ *est un opérateur du type Hilbert-Schmidt. Si l'on suppose que* $\Sigma_{(k)} \xi_{(k)} < \infty$, *alors la partie imaginaire de* $(A_{q,G}^{-1})^{2s}$ *est un opérateur à trace finie. Si* $a_\alpha - c_\alpha = 0$ *pour* $|\alpha| > p$, *les mêmes conclusions restent vraies pour* $s = [n/(8m - 2p)] + 1$ [3].

2. Soit G un ouvert de l'espace E^n, $Q = G \times [0, T]$, un sous-ensemble de l'espace E^{n+1}. Si $R = \Sigma r_\alpha(x, t) D_x^\alpha$ est un opérateur différentiel des variables $(x_1, \ldots, x_n)$ à coefficients définis sur Q, et si $R' = \Sigma p_\alpha(x, t)$ l'adjoint formel de R considéré comme un opérateur sur G, on dit que R est régulier (d'ordre nul) quand $|r_\alpha(x, t)|$, $|p_\alpha(x, t)|$, $|D_t r_\alpha(x, t)|$, et $|D_t p_\alpha(x, t)|$ sont bornés sur $Q (D_t = \partial/\partial t)$. On dit que R, opérateur d'ordre $2r_1$, est uniformément elliptique pour les variables (x) si pour chaque $t \in [0, T]$, l'opérateur $R(t)$ est elliptique sur G avec une constante d'ellipticité $k(t) \geq k_0 > 0$, et si les coefficients $r_\alpha(x, t)$ pour $|\alpha| = r_{r_1}$ sont uniformément continus sur Q, R est uniformément positif si $(-1)^{r_1}$ R est uniformément elliptique et s'il existe une constante $c_0 > 0$ telle que $(R(t)u, u) \geq c_0 \Sigma_{|\alpha| \leq r_1} (D_x^\alpha u, D_x^\alpha u)$ pour chaque $u \in C_c^\infty(G)$.

On considère l'opérateur $L = A(t) D_t^2 + B(t) D_t + C(t)$ sur Q, ou A, B et C sont des opérateurs différentiels des variables (x) définis sur Q. On suppose que :

(*a*) A est uniformément positif sur Q (l'ordre de $A = 2m_1$).

(*b*) $B = B_1 + B_2$. Ou $B_1 \equiv 0$, ou $(-1)^{m_2} B_1$ est un opérateur d'ordre $2m_2$ uniformément elliptique sur Q. L'ordre de B_2 est m_3 $B_1' = B_1$.

(*c*) $C = C_1 + C_2$. L'opérateur $(-1)^m C_1$ est uniformément elliptique sur Q de l'ordre $2m_4$. L'ordre de C_2 est m_5 $C_1' = C_1$.

(*d*) B_2 et C_2 sont réguliers sur Q, $m_3 \leq 2 \sup(m_1, m_2)$, $m_5 \leq m_3 + \sup(m_1, m_2)$.

On considère le problème mixte suivant : $Lu = f(x, t)$ dans l'intérieur de Q; $u(-, t)$ pour t fixe $(0 < t < T)$ satisfait les conditions de Dirichlet nulles d'ordre m au sens variationnel au bord de G, où $m = \sup(m_1, m_2, m_4)$; u et $D_t u \to 0$ comme $t \to 0$ [4].

THÉORÈME 4. — *Sous les conditions* (*a*), (*b*), (*c*) *et* (*d*), *ce problème mixte a une solution et une seule, et cette solution dépend continûment de f dans une topologie convenable. Si f*, G, *et tous les coefficients de* A, B, *et* C *sont réguliers d'ordre assez grand, la solution et ses dérivées sont continues au bord de* G [5], [6].

On considère le second problème mixte $L_1 u = AD_t u + Bu = f(x, t)$ dans l'intérieur de Q; $u(-, t)$ pour t fixe $(0 < t < T)$ satisfait les conditions de Dirichlet nulles d'ordre m' au sens variationnel au bord de G, ou $m' = \sup(m_1, m_2)$; $u \to 0$ comme $t \to 0$ [7].

THÉORÈME 5. — *Sous les conditions* (*a*), (*b*) *et* (*d*), *le second problème mixte a une solution et une seule, et cette solution dépend continûment de f dans une topo-*

logie convenable. Si f, G, et tous les coefficients de A et B sont réguliers d'ordre assez grand, la solution et ses dérivées sont continues au bord de G. ([5]), ([6]).

([1]) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 526.

([2]) L'opérateur compact hermitien T est du type Hilbert-Schmidt si $\Sigma_j |\lambda_j|^2 < \infty$, il a une trace finie si $\Sigma_j |\lambda_j| < \infty$. ($\{\lambda_j\}$ est la suite des valeurs caractéristiques de T).

([3]) Sous les hypothèses du théorème 3, $(A_{qU}^{-1})^{2s}$ appartient à la classe des opérateurs étudiés par M. S. Livschitz, *Mat. Sbornik N. S.*, 34, n° 76, 1954, p. 145-199.

([4]) La convergence a lieu au sens de $W^{m_1,2}(G)$ pour $D_t u$ et $W^{m,2}(G)$ pour u.

([5]) Pour les domaines bornés, des résultats sur les problèmes mixtes de ce type ont été obtenus par M. I. Visik, *Mat. Sbornik N. S.*, 39, n° 81, 1956, p. 51-188. Visik n'a pas obtenu de résultats sur la régularité au bord. D'autres résultats sur les problèmes mixtes ont été obtenus par Kato, Faedo, Yosida, Ladizenskaya, Lions et l'auteur.

([6]) Nos résultats sont valables aussi pour les domaines non cylindriques, que nous avons exclus pour simplifier les hypothèses.

([7]) La convergence au sens de $W^{m_1,2}(G)$.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Pseudo groupes infinitésimaux. Applications aux G-structures.* Note (*) de Mlle **Paulette Libermann** ([1]), présentée par M. Arnaud Denjoy.

On définit le type et le degré pour les pseudogroupes infinitésimaux et pseudogroupes qui ne sont pas nécessairement de Lie. Le plus grand groupe contenu dans un pseudogroupe de type fini est un groupe de Lie. Généralisation et détermination des champs de Killing pour toute G-structure. Le groupe des automorphismes d'une G-structure telle que G soit de type fini est un groupe de Lie.

Soit sur une variété V_n, de classe C^∞, un pseudogroupe infinitésimal (p. i.) E, non nécessairement de Lie; E sera dit *type fini*, de *degré* r s'il existe un entier r tel que $J^r(E)$ soit isomorphe à $J^{r-1}(E)$ [et non isomorphe à $J^{r-2}(E)$]; alors le faisceau $J^\lambda(E)$ est isomorphe à $J^{r-1}(E)$ et $\dim J_x^\lambda(E) = \dim J_x^{r-1}(E) =$ nombre fini d_x. Inversement si en tout $x \in V_n$, $J_x^\lambda(E)$ est de dimension finie, en raisonnant comme dans II, on démontre qu'il existe r_x tel que $\dim J_x^{r'}(E) = \dim J_x^{r'-1}(E)$ pour $r' \geq r_x$; si $r = \underset{x \in V_n}{\operatorname{Max}} r_x$, $J^r(E)$ est isomorphe à $J^{r-1}(E)$. Le théorème 1 de II se généralise donc : *pour qu'un p. i.* E *soit de type fini, il faut et il suffit qu'en tout* $x \in V_n$, *l'algèbre de Lie* $J_x^\lambda(E)$ *soit de dimension finie.* On désignera par dim E, le nombre $d = \min_{x \in V_n} \dim J_x^\lambda(E)$.

Nous dirons qu'*un pseudogroupe* Γ (non nécessairement de Lie) *est de type fini, degré r, si son p. i. attaché* E (*cf.* I) est de *type fini*, de *degré r* (ce qui est conforme à la définition usuelle si Γ est de Lie, en raison du théorème 2 de II); par définition dim Γ = dim E. Soit $\mathcal{G}$ le plus grand groupe de transformations contenu dans Γ : l'ensemble $\mathfrak{g}$ de tous les champs de vecteurs sur V_n définissant un groupe à un paramètre, sous-groupe de $\mathcal{G}$, est l'ensemble de toutes

les t. i. $X \in E$ définies globalement sur V_n et définissant un groupe à un paramètre; l'algèbre de Lie $\mathfrak{h}$ des t. i. $X \in E$ définies globalement [dont les germes en x forment une sous-algèbre de Lie de $J_x^\lambda(E)$] est de dimension finie $m \leqq d$; or, R. Palais a montré [2] que si $\mathfrak{h}$ est de dimension finie, $\mathfrak{g}$ en est une sous-algèbre de Lie et qu'alors $\mathcal{G}$ est un groupe de Lie. D'où le théorème suivant généralisant un théorème dû à C. Ehresmann [3] :

THÉORÈME 1. — *Si un pseudogroupe* Γ (*non nécessairement de Lie*) *est de type fini, alors le groupe de toutes les transformations globales appartenant à* Γ *est un groupe de Lie* $\mathcal{G}$ *et* $\dim \mathcal{G} \leqq \dim \Gamma$. Si $\dim \mathcal{G} = \dim \Gamma$, Γ est déduit par localisation de $\mathcal{G}$ (*voir* à ce sujet le théorème 4 de II).

Soit sur V_n une G-structure σ, G étant un groupe de Lie, sous-groupe de L_n [$= GL(n, R)$ dans les notations de Chevalley]. Dans le voisinage $\mathcal{U}$ d'un point de V_n, σ est déterminée par la forme $\omega = (\omega^1, \ldots, \omega^n)$ (où les ω^i sont des 1-formes) définissant une section locale dans $\overline{H}^*(V_n)$, espace fibré principal des corepères distingués pour la G-structure. Soit E l'ensemble des automorphismes infinitésimaux locaux de σ; pour que X, de source $U \subset \mathcal{U}$, appartienne à E, il faut et il suffit que X définisse un rayon de groupe de transformation f_t telles que les ω^i soient transformées en $\omega'^i_{(t)} = \Sigma g^i_j(x, t)\,\omega^j$, où la matrice g^i_j définit un élément de G. Donc la *dérivée de Lie* $\theta(X)\omega^i = \lim_{t \to 0} 1/t(\omega^i_{(t)} - \omega^i) = \Sigma u^i_j(x)\omega^j$, où la matrice u^i_j appartient à l'algèbre de Lie de G; On vérifie que E est un p. i. D'où :

THÉORÈME 2. — *Étant donnés sur* V_n *une* G-*structure* σ, *définie dans un voisinage* $\mathcal{U}$ *par la forme* $\omega = (\omega^1, \ldots, \omega^n)$, *pour qu'une t. i. l.* X, *de source* $U \subset \mathcal{U}$, *appartienne au p. i.* E, *ensemble des automorphismes infinitésimaux locaux de* σ, *il faut et suffit que les dérivées de Lie* $\theta(X)\omega^j$ *vérifient*

$$(1)\qquad \theta(X)\omega^j = \sum u^j_k(x)\,\omega^k \qquad (j = 1, \ldots, n),$$

où les u^j_k *définissent en chaque point un élément de* L(G), *algèbre de Lie de* G.

On en déduit l'algèbre de Lie $\mathfrak{h}$ *des automorphismes infinitésimaux globaux de* σ; on a en particulier la détermination des champs de Killing des structures riemanniennes et kählériennes si $G = O(n)$ ou $G = U(m)$ avec $n = 2m$.

Supposons la G-structure *intégrable* c'est-à-dire définie localement par $dx = (dx^1, \ldots, dx^n)$. Les équations (1) deviennent

$$di(X)\,dx^j = \sum \frac{\partial X^j}{\partial x^k}\,dx^k = \sum u^j_k\,dx^k.$$

THÉORÈME 2a. — *Si la* G-*structure* σ *est intégrable, définie localement par* $dx = (dx^1, \ldots, dx^n)$, *pour que* X (*de composantes* $X^1, \ldots, X^n$) *appartienne à* E, *il faut et il suffit que la matrice* $\partial X^j/\partial x^k$ *définisse en chaque point un élément de* L(G).

Les $\partial X^j/\partial x^k$ vérifient donc un système d'équations linéaires, homogènes à

coefficients constants [équations (1) de (4)], définissant L(G) comme sous-espace vectoriel stable (*cf.* II) de $L(L_n)$:

$$(2) \qquad \sum \rho_k^{\alpha j} \frac{\partial X^j}{\partial x^k} = 0 \qquad (\alpha = 1, \ldots, n^2 - p, \text{ où } p = \dim G).$$

Le premier groupe déduit (4) de G est le groupe abélien $G^{(1)} = G^2/G$, où G^2 est le sous-groupe de L_n^2 (*cf.* II) se projetant suivant G ; G est dit de *degré* 2 si $G^{(1)}$ se réduit à l'identité c'est-à-dire si les équations

$$(3) \qquad \sum \rho_k^{\alpha j} b_{kl}^j = 0, \qquad b_{kl}^j = b_{lk}^j \qquad (\alpha = 1, \ldots, n^2 - p;\ j, k, l = 1, \ldots, n)$$

n'ont d'autres solutions que zéro. Alors pour tout $X \in E$, $\partial^2 X^j / \partial x^k\, dx^l = 0$

Considérons sur une variété W_n une connexion affine $\mathcal{C}$ associée à une G-structure σ' (non nécessairement intégrable); la connexion globale $\mathcal{C}$ est définie localement par l'ensemble des ω^j et des formes ω_k^j, à valeurs dans L(G) et vérifiant donc : $\sum \rho_k^{\alpha j} \omega_k^j = 0$; la torsion de $\mathcal{C}$ est définie par les formes $\Omega^j = d\omega^j - \sum \omega^k \wedge \omega_k^j$ (5). Toutes les connexions affines associées à σ' et ayant même torsion que $\mathcal{C}$ sont définies localement par les formes ω^j et $\tilde{\omega}_k^j = \omega_k^j + \sum b_{kl}^j \omega^l$ avec $\sum \rho_k^{\alpha j} b_{kl}^j = 0$, $b_{kl}^j = b_{lk}^j$; ces connexions coïncident donc si G est de degré 2. D'où le théorème (précisant un théorème démontré précédemment par l'auteur) (5) :

THÉORÈME 3. — *Pour que toutes les connexions affines associées à une* G-*structure et ayant même torsion coïncident, il faut et il suffit que* G *soit de degré* 2 *ou encore que le pseudogroupe des automorphismes locaux de toute* G-*structure intégrable soit formé de transformations affines.*

Remarque. — Si $G' \subset G$, alors $L(G') \subset L(G)$ et par suite G′ est de degré ≤ 2, résultat démontré par S. Chern et C. Ehresmann pour $G = O(n)$.

Soit une G-structure σ' non intégrable, définie localement par les ω^j; on peut montrer que le jet $j_x^2 X$ peut être défini par ses « composantes Pfaffiennes » $\dot{X}^j = i(X)\omega^j$, $\dot{X}_k^j$ et $\dot{X}_{kl}^j$ telles que $d\dot{X}^j = \sum \dot{X}_k^j \omega^k$, $d\dot{X}_k^j = \sum \dot{X}_{kl}^j \omega^l$; si l'on pose $d\omega^j = \sum A_{kl}^j \omega^k \wedge \omega^l$, avec $A_{kl}^j + A_{lk}^j = 0$ (ce qui revient à prendre une connexion à courbure nulle), on a $\theta(X)\omega^j = \sum (\dot{X}_k^j + 2A_{kl}^j \dot{X}^l)\omega^k$ et les équations (1) s'écrivent

$$(1') \qquad \sum \rho_k^{\alpha j} (\dot{X}_k^j + 2A_{kl}^j \dot{X}^l) = 0.$$

Les conditions d'intégrabilité peuvent être considérées comme un système linéaire par rapport aux $\dot{X}_{kl}^j$, dont le système homogène associé est le système (3). Donc si G est de degré 2, ou bien on a un système de Cramer (d'où

une structure localement homogène et isotrope) ou bien on introduit de nouvelles conditions d'intégrabilité mais de toute façon, les $\dot{X}^j_{kl}$ s'expriment en fonction des $\dot{X}^j$ et $\dot{X}^j_k$ et le p. i. E est le degré ≤ 2; d'où le théorème (démontré autrement par C. Ehresmann) :

THÉORÈME 4. — *Le pseudogroupe* Γ *des automorphismes locaux de toute* G-*structure telle que* G *soit de degré* ≤ 2 *est un pseudogroupe* (*non nécessairement de Lie*), *de type fini, de degré* ≤ 2 *et par suite le plus grand groupe* $\mathcal{G}$ *contenu dans* Γ *est un groupe de Lie et* $\dim \mathcal{G} \leq n + \dim G$.

Ce théorème s'applique en particulier aux structures riemanniennes, presque hermitiennes, presque quaternioniennes; si $G = e$, on a un parallélisme absolu : les transformations du groupe de Lie sont sans points fixes (Kobayashi); le groupe des automorphismes d'une connexion affine est un groupe de Lie (Nomizu).

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) Cette Note fait suite à deux Notes antérieures dont elle utilise les notations et qui seront notées I et II. *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 41 et 531. Rectificatif à II : la structure d'algèbre de Lie dans $L^s_{n,n}$ n'est pas définie (pour $s > 1$) par $a^s b^s - b^s a^s$; $L^s_{n,n}$ est l'algèbre de Lie quotient $\mathcal{L}^0/\mathcal{L}^s$, où $\mathcal{L}^0$ est l'algèbre des germes en o des t. i. l. X de R^n telles que $X(o) = o$ et $\mathcal{L}^s$ l'idéal de $\mathcal{L}^0$ tel que $j^s_0(X) = o$.

(2) R. PALAIS, *Mem. Amer. Math. Soc.*, 22, 1956.

(3) C. EHRESMANN, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 360.

(4) P. LIBERMANN, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1444.

(5) P. LIBERMANN, *Thèse* (*Annali di Matematica*, 36, 1954).

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Les points logarithmiques et les points coniques dans les espaces de Riemann à deux dimensions.* Note (*) de M. **NICIAS STAVROULAKIS**, transmise par M. Georges Bouligand.

Comme suite à une Note antérieure au sujet des nappes logarithmiques, on définit dans les espaces de Riemann à deux dimensions, sous le nom de points logarithmiques une espèce de points singuliers dont les points coniques sont un cas particulier.

1. *Un point logarithmique* (P. L.) d'un espace à deux dimensions est un point singulier isolé au voisinage duquel les propriétés de l'espace sont intimement liées aux propriétés d'une nappe logarithmique (N. L.) (1). Pour les points voisins du P. L., les coefficients de l'élément linéaire de l'espace sont égaux, à des infiniment petits près, aux coefficients du ds^2 d'une N. L. Si l'on fait donc l'hypothèse que, dans un système de coordonnées (x_1, x_2), le P. L. correspond à l'origine (o, o), hypothèse qui ne restreint en rien la généralité, le ds^2 de l'espace peut s'écrire

$$(1) \qquad ds^2 = (a_{11} + \delta_{11})\, dx_1^2 + 2(a_{12} + \delta_{12})\, dx_1\, dx_2 + (a_{22} + \delta_{22})\, dx_2^2,$$

où les a_{ij} sont des fonctions homogènes, de degré zéro, ayant des dérivées

continues des deux premiers ordres, et où les δ_{ij} s'annulent pour $(x_1, x_2) = (0, 0)$. On admet qu'en posant $x_1 = u_1 \cos u_2$, $x_2 = u_1 \sin u_2$, $(u_1 \geqq 0, 0 \leqq u_2 < 2\pi)$, chacun des $\delta_{ij}(x_1, x_2)$ prend la forme $\delta_{ij}(u_1 \cos u_2, u_1 \sin u_2) = u_1 \chi_{ij}(u_1, u_2)$, $\chi_{ij}(u_1, u_2)$ étant des fonctions à dérivées premières et secondes continues. On obtient alors le ds^2 sous la forme

$$(2)\qquad d_1^2 = (\gamma_{11} + u_1 \sigma_{11})\, du_1^2 + 2 u_1 (\gamma_{12} + u_1 \sigma_{12})\, du_1\, du_2 + u_1^2 (\gamma_{22} + u_1 \sigma_{22})\, du_2^2.$$

Nous dirons que la N. L. d'élément linéaire

$$ds_s^2 = a_{11}\, dx_1^2 + 2 a_{12}\, dx_1\, dx_2 + a_{22}\, dx_2^2$$

ou, ce qui revient au même, $ds^2 = \gamma_{11}\, du_1^2 + 2 u_1 \gamma_{12}\, du_1\, du_2 + u_1^2 \gamma_{22}\, du_2^2$ est la *nappe logarithmique tangente* (N. L. T.) *à l'espace au* P. L.

2. On s'assure que la notion de P. L. est invariante. Prenant un changement $(x_1 = f_1(y_1, y_2), x_2 = f_2(y_1, y_2))$, on suppose que les fonctions f_1, f_2 admettent des dérivées continues des ordres 1, 2, 3 et un jacobien $D(f_1, f_2)/D(y_1, y_2)$ non nul dans le domaine choisi. On suppose en outre $f_1(0, 0) = 0$, $f_2(0, 0) = 0$ (cela, sans restreindre la généralité). En posant alors $\partial f_i / \partial y_j = f_{ij}$, $\partial f_i(0, 0)/\partial y_j = f_{ij}^0$, et en désignant par $b_{ij}(y_1, y_2)$ la fonction homogène $a_{ij}(f_{11}^0 y_1 + f_{12}^0 y_2, f_{21}^0 y_1 + f_{22}^0 y_2)(i, j = 1, 2)$, on démontre que l'élément linéaire (1) prend la nouvelle forme

$$(3)\quad ds^2 = (\pi_{ij} + \tau_{ij})\, dy_i\, dy_j = (\pi_{11} + \tau_{11})\, dy_1^2 + 2(\pi_{12} + \tau_{12})\, dy_1\, dy_2 + (\pi_{22} + \tau_{22})\, dy_2^2,$$

où les $\pi_{ij} = b_{rs} f_{ri}^0 f_{sj}^0$ sont des fonctions homogènes de degré zéro et où les $\tau_{ij}(y_1, y_2)$ peuvent s'écrire $\tau_{ij}(u_1 \cos u_2, u_1 \sin u_2) = u_1 \varphi_{ij}(u_1, u_2)$, $\varphi_{ij}(u_1, u_2)$ étant des fonctions qui admettent des dérivées premières et secondes continues. Le ds^2 transformé est donc de la même forme que le ds^2 initial. Ceci démontre la covariance de la notion de P. L.

3. Les considérations précédentes nous permettent de définir *in abstracto* les points coniques (P. C.). *Un point singulier isolé d'un espace à deux dimensions sera dit* P. C. *s'il est un* P. L. *pour lequel les coefficients du*

$$ds^2 = a_{11}\, dx_1^2 + 2 a_{12}\, dx_1\, dx_2 + a_{22}\, dx_2^2$$

de la N. L. T. *satisfont à la relation*

$$x_1 \left(\frac{\partial a_{11}}{\partial x_2} - \frac{\partial a_{12}}{\partial x_1} \right) + x_2 \left(\frac{\partial a_{12}}{\partial x_2} - \frac{\partial a_{22}}{\partial x_1} \right) = c \sqrt{a_{11} a_{22} - a_{12}^2},$$

où c est une constante. La N. L. T. se réduit alors à une nappe conique (N. C.) et l'intégrale $\int_C ds/R_g$ prise sur une courbe simple fermée ordinaire (C) *appartenant à la* N. C. et entourant le sommet, a une valeur Φ indépendante de (C). En passant à des nouvelles coordonnées (y_1, y_2) comme tout à l'heure, on peut démontrer que les fonctions π_{ij} intervenant dans les coefficients du ds^2 trans-

formé (3) vérifient la relation

$$y_1\left(\frac{\partial \pi_{11}}{\partial y_2}-\frac{\partial \pi_{12}}{\partial y_1}\right)+y_2\left(\frac{\partial \pi_{12}}{\partial y_2}-\frac{\partial \pi_{22}}{\partial y_1}\right)=\pm c\sqrt{\pi_{11}\pi_{22}-\pi_{12}^2}.$$

Par suite, *la notion de* P. C. *est invariante par rapport aux changements de coordonnées.* Il en est de même *de la constante caractéristique* Φ.

4. L'étude de la courbure de l'espace au voisinage d'un P. L. se simplifie si l'on utilise la forme suivante du ds^2,

$$ds^2=(1+uf_{11})\,du^2+2u(f(v)+uf_{12})\,du\,dv+u^2(1+uf_{22})\,dv^2$$

qui s'obtient en partant de la forme (2) et faisant usage ensuite des équations de changements de coordonnées qui conduisent à la forme réduite du ds^2 de la N. L. T. Il en résulte pour le tenseur de Riemann-Christoffel l'expression $-f'/(1-f^2)+u\psi(u, v)$ et pour la courbure $K=K_N+[\rho(u, v)/u]$, $K_N=f'/[u^2(1-f^2)^2]$ étant la courbure de la N. L. T. et $\rho(u, v)$ une fonction bornée et continue. Cela nous permet d'établir aisément la proposition ci-après sous la condition que la N. L. T. ne se réduise pas à une N. C. : *Pour des courbes simples fermées ordinaires* (Γ), (Γ') *qui entourent le* P. L. *et se réduisent à celui-ci par déformation continue, l'ensemble des valeurs de l'intégrale de surface de la courbure* $\iint_{\Delta(\Gamma)-\Delta(\Gamma')} K\,d\sigma$ *admet toute valeur finie ou infinie pour point d'accumulation.*

5. Prenons dans l'espace la courbe (Γ) correspondant à une courbe (Γ'') prise sur la N. L. T. et ayant la forme déjà indiquée dans une Note antérieure [1]. Comme on peut établir alors la relation $\int_\Gamma ds/R_g=\Phi+\delta\log(c_2/c_1)+\varepsilon$, ε étant infiniment petit en même temps que les c_1, c_2, il en résulte que pour des courbes simples fermées ordinaires (Γ) qui entourent le P. L. et tendent vers celui-ci, l'intégrale $\int_\Gamma ds/R_g$ admet toute valeur finie ou infinie pour point d'accumulation.

6. D'après ce qui vient d'être dit, l'intégrale $\iint_{\Delta(\Gamma)} K\,d\sigma$ est divergente dans tout domaine $\Delta(\Gamma)$ limité par une courbe simple fermée (Γ) entourant le P. L. En supposant que (Γ) présente n points anguleux et en prenant une autre courbe (Γ') simple fermée ordinaire entourant le P. L. et contenue tout entière dans $\Delta(\Gamma)$, on obtient

$$\int_{\Gamma'}\frac{ds}{R_g}-\iint_{\Delta(\Gamma)-\Delta(\Gamma')} K\,d\sigma=n\pi-\sum_1^n\alpha_j+\int_\Gamma\frac{ds}{R_g}.$$

La courbe (Γ) étant fixée, supposons que (Γ') se réduit au P. L. par déformation continue. La différence au premier membre conserve alors une valeur

constante et le passage à la limite nous donne la relation

$$\lim_{\Delta(\Gamma')\to 0}\left(\int_{\Gamma'}\frac{ds}{R_g}-\iint_{\Delta(\Gamma)-\Delta(\Gamma')}K\,d\sigma\right)=n\pi-\sum_1^n\alpha_j+\int_\Gamma\frac{ds}{R_g}$$

qui généralise le théorème de Gauss-Bonnet dans le voisinage du P. L. *Il est inutile d'ailleurs de faire remarquer que cette relation est vraie au voisinage de tout point singulier isolé (logarithmique ou non).* S'il s'agit en particulier d'un P. C., l'intégrale $\iint_{\Delta(\Gamma)}K\,d\sigma$ a un sens ; par suite la $\lim\int_{\Gamma'} ds/R_g$ existe,

$$\lim\int_{\Gamma'}\frac{ds}{R_g}=\Phi.$$

Il en résulte la formule suivante

$$n\pi-\sum_1^n\alpha_j+\int_\Gamma\frac{ds}{R_g}+\iint_{\Delta(\Gamma)}K\,d\sigma=\Phi$$

qui s'étend aisément au cas d'une portion d'espace à deux dimensions possédant m points coniques

$$(n+2m-2)\pi-\sum_1^n\alpha_j+\int_\Gamma\frac{ds}{R_g}+\iint_{\Delta(\Gamma)}K\,d\sigma=\sum_1^m\Phi_j.$$

(*) Séance du 3 février 1958.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1149.

(53, *rue Eug. Karavia*, *Athènes*, *Grèce.*)

ÉLASTICITÉ. — *Vibrations d'une plaque rectangulaire simplement soutenue au pourtour et soumise à une charge ponctuelle.* Note (*) de M. **Yves Jullien**, présentée par M. Joseph Pérès.

Nous avons traité ailleurs (1) des vibrations d'une poutre soumise à des charges de façon discontinue. La méthode consistait à prolonger la poutre réelle par des poutres fictives congruentes, et de développer la masse en série de Fourier en faisant intervenir des charges fictives dans le cas où la période du développement ne correspondait pas à la longueur du tronçon réel. Nous allons montrer que la méthode est applicable aux vibrations d'une plaque.

Soit une plaque plane $0\leqq x\leqq a$, $0\leqq y\leqq b$, d'épaisseur h, de rigidité élastique D, posée éventuellement sur un sol élastique de coefficient de réaction k, appuyée sur les bords et soumise à une charge $m(x, y)=m+M\,\delta_{X,Y}^{x,y}$, m et M constants.

Les vibrations propres de pulsation ω et d'amplitude w sont régies par

l'équation

$$\frac{\partial^4 w}{\partial x^4}+\frac{2\,\partial^4 w}{\partial x^2\,\partial y^2}+\frac{\partial^4 w}{\partial y^4}-\alpha^2 w=0, \qquad \text{avec} \quad \alpha^2=\frac{\omega^2 mh-k}{D}.$$

Développons $m(x, y)$ en série de Fourier; il vient

$$m(x,y)=m-\frac{M}{2ab}\sum_{s=-\infty}^{+\infty}\sum_{t=-\infty}^{+\infty}\cos\frac{s\pi X}{a}\cos\frac{t\pi Y}{b}e^{\frac{is\pi x}{a}}e^{\frac{it\pi y}{b}}.$$

L'équation générale indéfinie s'écrit alors

$$(1)\qquad \frac{\partial^4 w}{\partial x^4}+\frac{\partial^4 w}{\partial y^4}+2\frac{\partial^4 w}{\partial x^2\,\partial y^2}+\left[\sigma\sum_{w=-\infty}^{+\infty}\cos\frac{s\pi X}{a}\cos\frac{t\pi Y}{b}e^{\frac{is\pi x}{a}}e^{\frac{it\pi y}{b}}-\alpha^2\right]w=0,$$

où $\sigma=M\omega^2/2abD$. La solution d'une telle équation devra être périodique; on posera donc

$$(2)\qquad w=\sum_{m=-\infty}^{+\infty}\sum_{n=-\infty}^{+\infty}b_{mn}e^{\frac{im\pi x}{a}}e^{\frac{in\pi y}{b}}.$$

L'identification de cette solution dans l'équation générale détermine les b_{mn} :

$$b_{mn}\left[\pi^4\left[\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}\right]^2-\alpha^2\right]-\sigma\cos\frac{m\pi X}{a}\cos\frac{n\pi Y}{b}\sum_{p,q}b_{pq}\cos\frac{p\pi X}{a}\cos\frac{q\pi Y}{b}$$
$$+\sigma\sin\frac{m\pi X}{a}\sin\frac{n\pi Y}{b}\sum_{p,q}b_{pq}\sin\frac{p\pi X}{a}\sin\frac{q\pi Y}{b}=0.$$

Si nous posons

$$(3)\qquad \begin{cases} A=\displaystyle\sum_{p=-\infty}^{+\infty}\sum_{q=-\infty}^{+\infty}b_{pq}\cos\frac{p\pi X}{a}\cos\frac{q\pi Y}{b},\\ B=\displaystyle\sum_{o=-\infty}^{+\infty}\sum_{q=-\infty}^{+\infty}b_{pq}\sin\frac{p\pi X}{a}\sin\frac{q\pi Y}{b},\end{cases}$$

il vient

$$(4)\qquad b_{mn}=\frac{\sigma A\cos\frac{m\pi X}{a}\cos\frac{n\pi Y}{b}-\sigma B\sin\frac{m\pi X}{a}\sin\frac{n\pi Y}{b}}{\pi^4\left[\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}\right]^2-\alpha^2}$$

et les fonctions propres sont, par (2),

$$(5)\qquad w=4\sigma\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\left\{\begin{array}{l}A\cos\frac{m\pi X}{a}\cos\frac{n\pi Y}{b}\cos\frac{m\pi x}{a}\cos\frac{n\pi y}{b}\\ \quad -B\sin\frac{m\pi X}{a}\sin\frac{n\pi Y}{b}\sin\frac{m\pi x}{a}\sin\frac{n\pi y}{b}\end{array}\right\}}{\pi^4\left[\frac{m^2}{a^2}+\frac{n^2}{b^2}\right]^2-\alpha^2}.$$

Il faut adjoindre les conditions aux limites :

$$x = 0 \text{ et } x = a \left\{ \begin{array}{l} w = 0, \\ \dfrac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \nu \dfrac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0, \end{array} \right. \qquad y = 0 \text{ et } y = b \left\{ \begin{array}{l} w = 0, \\ \dfrac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \dfrac{\partial^2 w}{\partial x^2} = 0, \end{array} \right.$$

pour un pourtour considéré comme appuyé (déformée et moment fléchissant nuls). Il est évident que ces conditions sont vérifiées pour $A = 0$.

Les fonctions propres seront donc

$$(5') \qquad w = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin \dfrac{m\pi X}{a} \sin \dfrac{n\pi Y}{b} \sin \dfrac{m\pi x}{a} \sin \dfrac{n\pi y}{b}}{\pi^4 \left[\dfrac{m^2}{a^2} + \dfrac{n^2}{b^2} \right]^2 - \alpha^2}.$$

L'identification de la solution nous avait conduit à l'équation (4), dans laquelle nous ferons $A = 0$; multiplions chaque membre par $\sin m(\pi X/a) \sin n(\pi Y/b)$ et sommons termes à termes :

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_{mn} \sin \frac{m\pi X}{a} \sin \frac{n\pi Y}{b} = B = -4\sigma B \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin^2 \dfrac{m\pi X}{a} \sin^2 \dfrac{n\pi Y}{b}}{\left[\dfrac{m^2}{a^2} + \dfrac{n^2}{b^2} \right]^2 \pi^4 - \alpha^2}.$$

L'équation aux valeurs propres est donc :

$$(6) \qquad -\frac{1}{4\sigma} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin^2 \dfrac{m\pi X}{a} \sin^2 \dfrac{n\pi Y}{b}}{\pi^4 \left[\dfrac{m^2}{a^2} + \dfrac{n^2}{b^2} \right]^2 - \alpha^2}.$$

Les fréquences propres de la plaque non chargée ($\sigma = 0$) seront telles que le dénominateur du second membre soit nul :

$$\left[\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right]^2 \pi^4 = \alpha^2, \qquad \text{d'où si } k = 0 : \quad N = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{D}{mh}} \left[\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right] \quad (^2).$$

On ne peut pas mettre (6) sous forme finie et sa discussion serait délicate; cependant, en prenant quelques cas particuliers limites (plaque carrée chargée au centre et au quart de la plaque), charge nulle et infinie, les asymptotes et les zéros du second membre détermineront la plage de variation de la suite des fréquences propres. Le calcul numérique donne pour ces deux cas particuliers :

1° $X/a = Y/b = 1/2$:

$\beta = \dfrac{\alpha a^2}{\pi^2}$											
asymptotes...	2		10		18		26		34		50
zéros.......		7		14,8		23,1		30,3		42,8	

2° $X/a = Y/b = 1/4$:

$\beta = \dfrac{\alpha a^2}{\pi^2}$											
asymptotes...	2		5		8		10		13
zéros.......		3,8		6,7		9,1		11,6	

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) Y. JULLIEN, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 107 S à 108 S.

(2) S. TIMOSHENKO, *Théorie des vibrations*, Ch. Béranger, Paris, 1939, p. 435.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Vibrations forcées d'une suspension très diluée de petites sphères élastiques; application à diverses actions destructrices des ultrasons.* Note de M. **MARCEL GOURCEAUX**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Considérons d'abord une seule sphère élastique suffisamment petite pour que toutes ses fréquences propres soient largement supérieures à celles des ultrasons usuels. Faisons-la vibrer sur une fréquence N; une certaine puissance P est nécessaire pour entretenir ces vibrations forcées. Si l'on augmente P, l'amplitude s des vibrations croît et il existe un maximum de P à ne pas dépasser si l'on ne veut pas détruire la sphère. Nous ferons alors l'hypothèse suivante : la destruction se produira lorsque la dilatation θ dépassera une certaine valeur k caractéristique de la substance constituant la sphère, les équations linéaires habituelles de l'acoustique restant pratiquement applicables jusqu'à ce moment, en particulier :

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{2s}{r} + \frac{\partial s}{\partial r}\right] \quad \text{et} \quad \theta = \frac{2s}{r} + \frac{\partial s}{\partial r}.$$

(A noter que cette hypothèse, convenablement adaptée, semble susceptible d'apporter des éclaircissements dans diverses questions dont la théorie n'est pas encore satisfaisante, mais nous nous limiterons présentement à certaines actions des ultrasons.)

On est ainsi conduit au résultat suivant : la valeur de P entraînant la destruction de la sphère est proportionnelle au cube de la fréquence N. A première vue, cette « loi du cube » peut paraître paradoxale puisqu'elle présente le danger de destruction comme s'éloignant lorsque N s'élève, mais nous allons préciser ses conditions d'application en considérant les vibrations forcées d'une suspension très diluée de petites sphères élastiques. Soumettons le bain à une puissance P suffisante pour que la cavitation se produise à chacune des fréquences N successivement employées. On doit s'attendre à ce que le processus de destruction change complètement suivant la position de N par rapport à une certaine fréquence N_0 caractéristique de la suspension :

1° $N < N_0$: la fréquence étant trop faible, les petites sphères ne participent pas à la vibration et sont directement détruites par les explosions des bulles de cavitation;

2° $N > N_0$: les sphères participent à la vibration et convertissent en énergie vibratoire supplémentaire l'énergie apportée par les explosions des

bulles de cavitation; c'est alors que la « loi du cube » s'applique. Reste à vérifier expérimentalement ce double mécanisme de destruction. On peut d'abord obtenir un accord qualitatif intéressant en étudiant l'hémolyse ultrasonore; l'approximation géométrique « globule rouge = sphère » est trop grossière pour permettre un contrôle de la « loi du cube », mais le schéma d'ensemble est satisfait (avec N_0 vers 100 kc). On peut obtenir un accord quantitatif encourageant en tentant d'appliquer les considérations précédentes aux actions oxydantes des ultrasons en milieu obligatoirement aqueux; l'eau oxyde en raison de la destruction de certaines de ses molécules et, du fait de sa structure moléculaire si spéciale, fournit à la fois le liquide transmettant la puissance destructrice et les groupements moléculaires (à structure cristalline glaciaire) qui seront détruits. Ici, l'expérience fixe N_0 vers 300 kc et les résultats des mesures (¹) faites pour $N > N_0$ satisfont à

$$\frac{P}{P'} = \left(\frac{N}{N'}\right)^3$$

de façon acceptable, P et P′ désignant les puissances nécessaires pour obtenir le même rendement aux fréquences N et N′.

Pour terminer, notons que, si ces actions oxydantes sont bien liées à la structure moléculaire de l'eau, leur rendement doit être une fonction décroissante de la température, surtout au-delà de 40° C (puisque la luminescence ultrasonore n'est plus possible au-delà de cette température) : le contrôle expérimental (²) est là aussi satisfaisant.

(¹) A. DOGNON, *Les ultrasons et leurs applications*, p. 97.

(²) WEISSLER, COOPER et SNYDER, *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 1769.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur les mouvements plans et permanents d'un liquide pesant et homogène*. Note (*) de M. **RENÉ GOUYON**, présentée par M. Henri Villat.

Nous indiquons ici une nouvelle mise en équations des mouvements plans, permanents des liquides pesants et nous en donnons deux applications.

Notations. — OX horizontal, OY vertical ascendant : OXY est un repère galiléen par rapport auquel le champ des vitesses est permanent; $\sqrt{g}\,\psi(X, Y)$, fonction de courant relative à ce repère; $\sqrt{g}\,f(\psi)$, tourbillon correspondant.

Mise en équations. — Dans l'hypothèse qu'aucune vitesse n'est verticale, on détermine les mouvements envisagés (sous réserve d'une condition éventuelle

de fond) par le système

$$(\mathrm{I})\quad \left\{\begin{array}{ll}(1) & \dfrac{\partial^2\psi}{\partial X^2}+\dfrac{\partial^2\psi}{\partial Y^2}=f(\psi),\\ (2) & \left(\dfrac{\partial\psi}{\partial X}\right)^2+\left(\dfrac{\partial\psi}{\partial Y}\right)^2=2F(X,\psi),\end{array}\right.$$

la fonction F étant telle que l'équation de la ligne libre ($\psi=0$), soit

$$(3)\qquad Y=C-F(X,0)$$

(avec $C=$ Cte). Cherchant les solutions de (1) et (2) sous la forme

$$\frac{\partial\psi}{\partial X}=G(X,\psi),\qquad \frac{\partial\psi}{\partial Y}=H(X,\psi),$$

on exprime F, G, H en fonction d'une inconnue auxiliaire unique Z (fonction de ψ et X) par

$$F=\frac{\partial Z}{\partial X}+\varphi,\qquad G=-\frac{\partial Z}{\partial\psi},\qquad H=\pm\sqrt{2\left(\frac{\partial Z}{\partial X}+\varphi\right)-\left(\frac{\partial Z}{\partial\psi}\right)^2},$$

avec

$$\varphi=\int_0^{\psi}f(\tau)\,d\tau.$$

L'équation que vérifie Z (les conditions aux limites mises à part) s'écrit

$$(4)\qquad 2\left(\frac{\partial Z}{\partial X}+\varphi\right)\frac{\partial^2 Z}{\partial\psi^2}-\left(2\frac{\partial^2 Z}{\partial X\,\partial\psi}+\varphi'\right)\frac{\partial Z}{\partial\psi}+\frac{\partial^2 Z}{\partial X^2}=0.$$

Quant à (3), l'équation de la ligne libre $\psi=0$ (soit L) est $Y=Y_L(X)$, avec

$$(5)\qquad Y_L(X)=\int\frac{\dfrac{\partial Z}{\partial\psi}(X,0)}{\pm\sqrt{2\dfrac{\partial Z}{\partial X}(X,0)-\left[\dfrac{\partial Z}{\partial\psi}(X,0)\right]^2}}\,dX,$$

en sorte que la condition (3) de surface libre se traduit par

$$(6)\qquad \frac{\partial Z}{\partial X}(X,0)=C-Y_L.$$

Première application. — Si l'on se donne arbitrairement $Y_L(X)$, tel que $Y_L(X)<C$ pour tout X, cela revient à imposer à Z, non plus l'équation unique qui résulterait de l'élimination de Y_L entre (5) et (6), mais ces *deux* équations, c'est-à-dire

$$\frac{\partial Z}{\partial X}(X,0)=C-Y_L,$$

équivalente à

$$Z(X,0)=CX-\int Y_L(X)\,dX\qquad\text{et}\qquad \frac{\partial Z}{\partial\psi}(X,0)=\alpha(X).$$

avec

$$a(X) = \pm\sqrt{\frac{2(C - Y_L)Y_L'^2}{1 + Y_L'^2}}.$$

Le problème ainsi posé est du type Cauchy-Kovalewska. On obtient ainsi le théorème suivant, généralisation d'un théorème établi entre autres par M. Villat dans le cas irrotationnel ($\varphi \equiv 0$) (1).

Au voisinage d'une ligne libre analytique régulière arbitrairement donnée, il existe un écoulement permanent dans lequel le tourbillon est une fonction analytique arbitrairement donnée de la fonction de courant.

Deuxième application. — Les mouvements barotropes (c'est-à-dire à lignes de courant isobares) sont définis par le système

$$\text{(II)}\qquad \begin{cases} \dfrac{\partial^2\psi}{\partial X^2} + \dfrac{\partial^2\psi}{\partial Y^2} = f(\psi), \\ \left(\dfrac{\partial\psi}{\partial X}\right)^2 + \left(\dfrac{\partial\psi}{\partial Y}\right)^2 = -2Y + 2h(\psi). \end{cases}$$

On le traite comme ci-dessus, à une permutation près des rôles de X et Y : le calcul, supposant cette fois qu'aucune vitesse n'est horizontale, n'a donc qu'une validité locale (dans un voisinage remplissant cette condition), mais cela est sans inconvénient pour la démonstration d'unicité que nous avons en vue.

L'équation (4) ainsi transposée, et où l'on fait

$$Z(\psi, Y) = -\frac{Y^2}{2} + [h(\psi) - \varphi(\psi)]Y + \nu(\psi)$$

détermine cette fois φ, h, ν. Plus précisément, des quadratures élémentaires conduisent au paramétrage (où K, C_1, C_2 sont des constantes)

$$\psi = \frac{1}{2K^3}\left[\text{Log}\left|\frac{\varphi'}{\varphi' + 2K}\right| + \frac{2K}{\varphi' + 2K} + C_1\right],$$

$$h = \frac{1}{2K^2}\left[\text{Log}\left|\frac{\varphi'}{\varphi' + 2K}\right| - \frac{2K}{\varphi' + 2K} + C_2\right], \qquad \nu' = -\frac{1}{2K}\left[\text{Log}\left|\frac{\varphi'}{\varphi' + 2K}\right| + C_2\right].$$

L'équation définitive

$$d\psi = \pm\sqrt{\frac{\varphi'}{K^2(\varphi' + 2K)} - \left(KY + \nu' + \frac{1}{K}\right)^2}\,dX - (KY - \nu')\,dY$$

conduit à poser

$$\frac{\varphi'}{\varphi' + 2K} = e^{2\theta}, \qquad \xi = K^2X, \qquad \eta = K^2Y - \frac{C_2}{2}.$$

Il vient ainsi

$$\psi = \frac{1}{2K^3}(2\theta - e^{2\theta}) + \text{Cte}$$

et l'on définit finalement $\theta(X, Y)$, en même temps qu'une inconnue auxiliaire

$\alpha(X, Y)$, par le système

$$\xi = \alpha - e^{\theta}\sin\alpha + \text{Cte}, \qquad \eta = \theta + e^{\theta}\cos\alpha + \text{Cte}.$$

Donc : *les seuls mouvements barotropes de la classe envisagée sont les houles de Gerstner.*

Regroupement de résultats antérieurs. — Mme Dubreil-Jacotin a montré ([2]) que les équations (II) sont aussi celles qui définissent les mouvements permanents et barotropes, dans le champ de la pesanteur, soit pour un liquide *hétérogène*, soit pour un fluide homogène *compressible* dans l'hypothèse adiabatique. Et J. Kiebel ([3]) avait identifié ces derniers mouvements aux houles de Gerstner, mais par des considérations étrangères à cette forme d'équations et sous des hypothèses qui sont moins nettement explicitées.

Il est maintenant établi en toute rigueur que les houles de Gerstner sont la seule solution des problèmes qu'on vient d'énumérer, et de tous ceux dont la résolution équivaut à celle du système (II).

(*) Séance du 24 février 1958.

([1]) Si $\varphi \equiv 0$, le résultat est une conséquence immédiate du résultat classique de Schwarz. Mais M. Villat explicite de plus la solution au voisinage de la ligne libre, convenablement paramétrée.

([2]) *Acc. Nazionale dei Lincei*, 21, 6e série, 1er sem. fasc. 5, mars 1935, p. 344-346.

([3]) *Revue de Math. Ap. et de Mécanique*, Moscou, 1, fasc. I, 1933, p. 51-54.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la dynamique des écoulements fluides à deux phases.* Note (*) de MM. **Lionel H. Lemaire** et **Peter Grassmann**, présentée par M. Henri Villat.

Il n'a pas encore été possible d'établir les lois régissant la dynamique des systèmes fluides de deux phases sous une forme aussi générale que le permettent pour une seule phase les équations de Navier et Stokes. Cependant, dans le cas où une phase gazeuse se trouve dispersée à l'état de bulles dans une phase liquide continue, il semble possible de comparer et de coordonner les différents résultats expérimentaux obtenus jusqu'à ce jour.

En effet il apparaît clairement, que parmi les innombrables variables qui peuvent intervenir, cinq ont une influence prépondérante sur le phénomène; ce sont :

— le diamètre des bulles gazeuses d;
— la vitesse de déplacement des bulles relativement à la phase liquide v;
— la densité de la phase liquide ρ;
— la viscosité dynamique de la phase liquide μ;
— la tension superficielle de la phase liquide σ.

Les propriétés physiques de la phase gazeuse ne jouent par contre qu'un rôle

secondaire. Si l'on ajoute aux cinq variables mentionnées la constante dimensionnelle g représentant l'accélération de la pesanteur, les méthodes usuelles de l'analyse dimensionnelle, font apparaître les trois produits sans dimension Re, We et Fr, ce qui permet de représenter dans tout système de coordonnées Re, We et Fr les relations observées entre ces produits par des surfaces.

Or il est aisé de montrer que le seul produit sans dimension des trois produits Re, We et Fr, qui ne contienne avec la constante g que les grandeurs physiques ρ, μ et σ caractérisant la phase liquide est de la forme $\mathrm{Fr}.\mathrm{We}^{-3}.\mathrm{Re}^{4}$; en effet la variable v disparaît dans toute expression de la forme $\mathrm{We}^{p}.\mathrm{Fr}^{q}.\mathrm{Re}^{-2(p+q)}$ et la variable d dans toute expression de la forme $\mathrm{Re}^{m}.\mathrm{We}^{n}.\mathrm{Fr}^{m+n}$, ce qui conduit au résultat énoncé. Cette équation détermine donc une surface d'état aisée à construire dans un système de coordonnées rectangulaires.

Sachant que dans le domaine des écoulements laminaires la condition d'équilibre entre les forces de poussée ascensionnelle et de tension superficielle peut s'écrire $\mathrm{We}/\mathrm{Fr} = 6(\mathrm{D}/d)$ (où D représente le diamètre de l'orifice servant à produire les bulles), tandis que la formule de Stokes s'énonce : $\mathrm{Re} = 18.\mathrm{Fr}$, on constate que l'intersection des deux plans ainsi définis se trouve dans le voisinage immédiat de la surface d'état $\mathrm{Fr}.\mathrm{We}^{-3}.\mathrm{Re}^{4} = \rho.\sigma^{3}/\mu^{4}.g = \mathrm{Cte}$ (pour un état physique donné de la phase liquide).

Pour les valeurs du nombre de Reynolds supérieures à une certaine limite voisine de 2, des mesures très exactes de Peebles et Garber (¹) font apparaître la relation $v = 0{,}33.g^{0,76}.(\rho/\mu)^{0,52}.(d/2)^{1,28}$; il semble intéressant de remarquer, que ce résultat peut se mettre sous la forme $\mathrm{Re}^{2,08} = 2900.\mathrm{Fr}^{3,04}$, qui pourrait traduire une loi physique de la forme $\mathrm{Re}^{2} = c.\mathrm{Fr}^{3}$, c étant une constante. Ce serait là un intéressant prolongement de la formule de Stokes : $\mathrm{Re} = 18.\mathrm{Fr}$.

Dans le domaine des écoulements turbulents les résultats d'expériences peuvent également se mettre sous la forme de relations entre les nombres We, Re et Fr, comme le montrent les mesures de Peebles et Garber, mais la coïncidence des surfaces ainsi déterminées avec la surface d'état devient très inexacte par suite de l'effet croissant d'autres forces, en particulier du côté de la phase gazeuse.

(*) Séance du 24 février 1958.

(¹) F. N. Peebles et H. J. Garber, *Chem. Eng. Progress*, 49, 1953, p. 88.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Hérédité discontinue dans les systèmes dynamiques*. Note (*) de M. **Théodore Vogel**, présentée par M. Joseph Pérès.

Nous avons consacré récemment deux Notes (¹), dont nous conserverons ici la terminologie, à l'étude des systèmes dynamiques régis par l'équation

$$\ddot{x} + g(x, \dot{x}) + \int_0^t f(x, \dot{x})\, dt = 0. \qquad \text{(E)}$$

Nous ramenions (E) à un système différentiel du premier ordre dans R^3, les variables étant x, $\dot{x}$ et $-\ddot{x}$; pour rester dans les hypothèses de régularité habituelles, nous étions alors amené à supposer f et g holomorphes. Or, on voit sur (E) que cette hypothèse est assez naturelle en ce qui concerne g; mais que le plus qu'on puisse raisonnablement demander à f, c'est d'être continue par morceaux. D'ailleurs, une telle action héréditaire, ou une telle mémoire, constituent, semble-t-il, une hypothèse très adéquate dans certaines questions de physique.

Il n'est donc pas inutile de voir comment se modifient les résultats de ([1]) lorsqu'on suppose f discontinue sur une certaine courbe T du plan x, $\dot{x}$, base d'un cylindre droit C qui partage l'espace en deux régions, l'une « intérieure » qui contient l'origine, l'autre « extérieure ». Soit f_i et f_e les expressions holomorphes que prend f respectivement dans ces deux régions : (E) pourra être étudiée suivant les méthodes de ([1]) dans chacune d'entre elles, par l'intermédiaire des systèmes

$$(D_\alpha) \qquad \frac{dx}{y} = \frac{dy}{-z_\alpha} = \frac{dz_\alpha}{F_\alpha(x, y, z_\alpha)} = dt,$$

où $z_\alpha \equiv -\left(g + \int_0^t f_\alpha \, dt\right)$; $F_\alpha \equiv y g_{,x} - z_\alpha g_{,y} + f_\alpha$; $\alpha = i$ ou e. Les deux fonctions z sont le prolongement l'une de l'autre, $\dot{x}$ et $\dot{y}$ restent continues à la traversée de C, et par suite le mouvement sur un arc de trajectoire (D_i) se continue sur l'arc de (D_e) qui le prolonge, sans changement de sens ; tout au plus, y aura-t-il une « réfraction » due à la discontinuité de $\dot{z}$.

Nous pouvons toujours choisir l'origine des x de manière que O soit un point singulier de (D_i); celui de (D_e) sera un point Ω de l'axe Ox, intérieur ou extérieur à C. L'examen des différents cas qui peuvent se présenter suivant la nature de O et de Ω est long à cause de leur nombre élevé, mais sans difficultés; nous nous bornerons ici à en donner les résultats généraux.

Lorsque Ω est intérieur à C, le caractère topologique des trajectoires est le même qu'en l'absence de discontinuité, la réfraction étant un accident banal. Si l'un des points singuliers (soit Ω) a un caractère focal, il lui correspond à l'extérieur de C une surface singulière U, prolongée à l'intérieur par le support des trajectoires de (D_i) qui s'appuient sur $U \cap C$. S'il y a sur U un cycle limite extérieur à C, la solution périodique correspondante existe; si le cycle limite est intérieur, il est inopérant. Si c'est O qui a le caractère focal, il suffit de permuter, dans ce qui précède, les mots « extérieur » et « intérieur ».

Il ne se produit rien d'essentiellement nouveau lorsque Ω est extérieur à T, mais certains cas particuliers sont chargés de signification pour le physicien : ainsi, lorsque O est un foyer ou un col-foyer instable, Ω un nœud ou un foyer stable, le système peut commencer par évoluer comme s'il tendait vers un régime périodique, puis, après avoir presque atteint celui-ci et l'avoir gardé assez longtemps, « redescendre » vers un état quiescent situé à distance finie.

L'observation d'un tel système pourra pendant longtemps faire croire à l'absence d'hérédité, alors que celle-ci n'est que latente, et se manifestera ultérieurement. Il suffit que les conoïdes V_i, V_e coupent C sous un angle faible, pour que le changement apparaisse comme aussi brusque qu'il semblait imprévisible.

Naturellement, si l'hypothèse d'une discontinuité (et celle-ci aurait pu porter sur $g_{,x}$ ou sur $g_{,y}$ au lieu de f, sans qu'il n'y ait rien à changer ci-dessus) a rendu la discussion très facile, le comportement est analogue pour des systèmes continus très voisins; ainsi, dans l'exemple précédent, on reconnaît *a posteriori* une extension de ce qui est bien connu pour des systèmes dans R^2 qui admettraient deux foyers, ou un nœud et un foyer.

L'originalité est plus profonde si l'on substitue, à l'intégrale héréditaire de (E), une intégrale de Stieltjes avec répartition discontinue de masses, de manière que lorsque l'affixe passe au-dessus de certains points de xOy, sa cote z varie brusquement, aussi bien que dz/dt. Soit T le lieu des points porte-masses, C le cylindre droit de base T, Z_k la famille des surfaces d'équation $z - g(x, y) = k$: partant d'un point intérieur à C, l'affixe parcourra la surface Z_0 de manière que sa projection sur xOy soit l'affixe du système spontané $dx/y = -dy/g = dt$; s'il rencontre C au-dessus d'un point de masse m, il sautera sur la surface Z_m, le long de la génératrice de C, et se déplacera sur cette surface de manière que sa projection sur xOy obéisse au système $dx/y = -dy/(g + m) = dt$; et ainsi de suite. Les différentes familles de trajectoires projetées auront leurs points singuliers sur l'axe Ox, aux abscisses qui satisfont à l'équation $g(x, 0) + m = 0$; on pourra d'ailleurs supposer que le point singulier pour $m = 0$ est l'origine. Suivant les valeurs que prennent $g_{,x}(x, 0)$ et $g_{,y}(x, 0)$ lorsque x est une racine de l'équation en g et m, la nature du point singulier pourra être différente, de sorte que la trajectoire projetée pourra être composée d'arcs paraboliques, spiraux, hyperboliques, etc., raccordés sur T, et traversant ou ne traversant pas cette courbe, suivant les cas. Sans entrer dans le détail de la discussion, on voit que les variables x, y (seules directement observables, l'hérédité z caractérisant une propriété latente) définissent un *système déferlant*, qui pourra présenter des solutions périodiques dans des conditions que nous avons étudiées ailleurs ([2]). Ces solutions ne peuvent exister sans que z ne soit également périodique, ce qui suppose que les discontinuités de l'hérédité sont de signes alternés; mais il n'est pas impossible qu'à défaut de régime vraiment périodique, un système à hérédité discontinue monotone ait une évolution récurrente au sens de Birkhoff.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1224 et 246, 1958, p. 59.

(2) *Bull. soc. mat. Fr.*, 81, 1953, p. 63-75; *Rend. sem. mat. Padova*, 22, 1953, p. 64-80.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Emploi de la méthode de Monte-Carlo pour la détermination du volume critique d'un cylindre.* Note de MM. **Gérard Bouquet, Marc Feix, Paul Nicourd** et Mme **Cécile Sajaloli**, transmise par M. Francis Perrin.

Les auteurs étudient la méthode de Monte-Carlo appliquée à un problème de calcul de volume critique en neutrons rapides dans une géométrie déjà complexe (cylindre fini). La combinaison de méthodes théoriques et de remarques pratiques concernant le calcul sur machine électronique donne une bonne précision. On sait que le rendement de la méthode de Monte-Carlo croît avec la complexité du problème.

Nous nous plaçons dans le cas simplifié des chocs isotropes et des neutrons monocinétiques. Le milieu est alors défini par deux constantes : Σ la section efficace (s. e) macroscopique totale et τ le nombre moyen de neutrons par choc. Si Σ_f, Σ_c et Σ_s sont les s. e. de fission, de capture et de diffusion, et ν le nombre moyen de neutrons par fission, on a

$$(1)\qquad \Sigma = \Sigma_f + \Sigma_c + \Sigma_s \quad \text{et} \quad \Sigma\tau = \nu\Sigma_f + \Sigma_s.$$

L'équation intégrale de Boltzmann s'écrit :

$$(2)\qquad \begin{cases} \psi(\vec{r}) = \int K(\vec{r}_0, \vec{r})\psi(\vec{r}_0)\, dv_0, \\ K(\vec{r}_0, \vec{r}) = \dfrac{\tau\Sigma \exp\left[-\Sigma\,|\vec{r}-\vec{r}_0|\right]}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}_0|^2}, \end{cases}$$

[$\psi(\vec{r})$ représente la densité de naissance]. On résout par la méthode de Monte-Carlo en déplaçant le neutron du point $\vec{r}_0$ au point $\vec{r}$ grâce au tirage de trois nombres aléatoires. La figure 1 explicite les différentes grandeurs géométriques :

$$(3)\qquad M_0M = l = -\frac{\operatorname{Log}\varepsilon_l}{\Sigma}, \qquad \cos\theta = \mu = 1 - 2\varepsilon_\theta, \qquad \varphi = \pi\varepsilon_\varphi,$$

ε_l, ε_θ, ε_φ sont trois nombres équirépartis sur 0 — 1.

Le neutron une fois déplacé, on peut décider de sa descendance τ^* ou τ^*+1 (* indique la partie entière), grâce au tirage d'un nombre aléatoire ε_d. On peut encore affecter au nouveau neutron le poids τ.

On applique en gros ce schéma, mais en tenant compte des remarques suivantes :

a. L'espace est stratifié en tores de sections rectangulaires et après un choc les neutrons sont rassemblés au centre de chaque rectangle. Nous savons qu'à condition que les dimensions soient petites devant le libre parcours moyen total (pratiquement inférieures à 0, 1), l'erreur est négligeable [1].

b. Le calcul du déplacement est effectué huit fois grâce à l'emploi des variables

compensées ([2]). Ce procédé consiste à doubler le tirage de ε par le tirage de $1-\varepsilon$ (ce qui entraîne, pour trois variables, l'apparition de huit combinaisons). Avec les relations (3) il vient $-\mu$ et $-\cos\varphi$ comme variables compensées de μ et $\cos\varphi$.

c. Dans le but d'accélérer le calcul, 101 ε_l, 100 ε_0 et 99 ε_φ sont stockés en mémoire (les logarithmes et les lignes trigonométriques sont précalculés). On prend comme ε_l les nombres 0, 1/100, 2/100, ..., 100/100, comme ε_0 : 1/200, 3/200, ..., 199/200 et comme ε_φ : 1/100, 2/100, ..., 99/100: les ordres de présentation de tous ces nombres étant aléatoires. Il vient, en tenant compte de l'emploi des variables compensées :

$$(4) \qquad \Sigma l = -\operatorname{Log}\frac{\varepsilon_l}{2}, \qquad \mu = \varepsilon_0, \qquad \varphi = \frac{\pi}{2}\varepsilon_\varphi.$$

Lorsqu'on a épuisé une liste, on revient à son début.

d. La fonction densité de naissance étant maintenant représentée par le nombre de neutrons nés dans la zone i, le passage d'une génération à la suivante (c'est-à-dire l'itération de l'opérateur K) se fait en ajoutant $\tau/8$ au nombre de neutrons naissant de la génération $\alpha+1$ pour la case d'arrivée. On déplace les neutrons un par un en tenant compte éventuellement d'un poids fractionnaire.

e. Pour ne pas avoir de générations allant en s'amplifiant (ce qui allonge le temps de calcul) dans le cas d'un régime surcritique, ou en s'amenuisant (ce qui perd de la précision) dans le cas d'un régime souscritique, on normalise chaque génération en multipliant chaque composante Φ_i par M/somme de Φ_i.

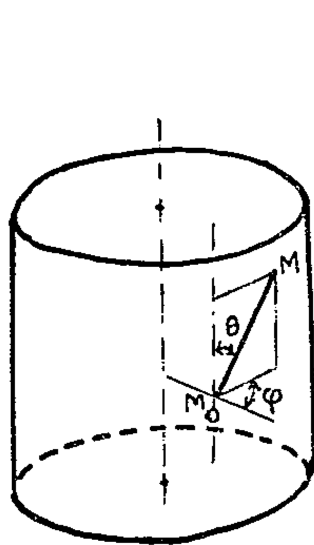


Fig. 1.

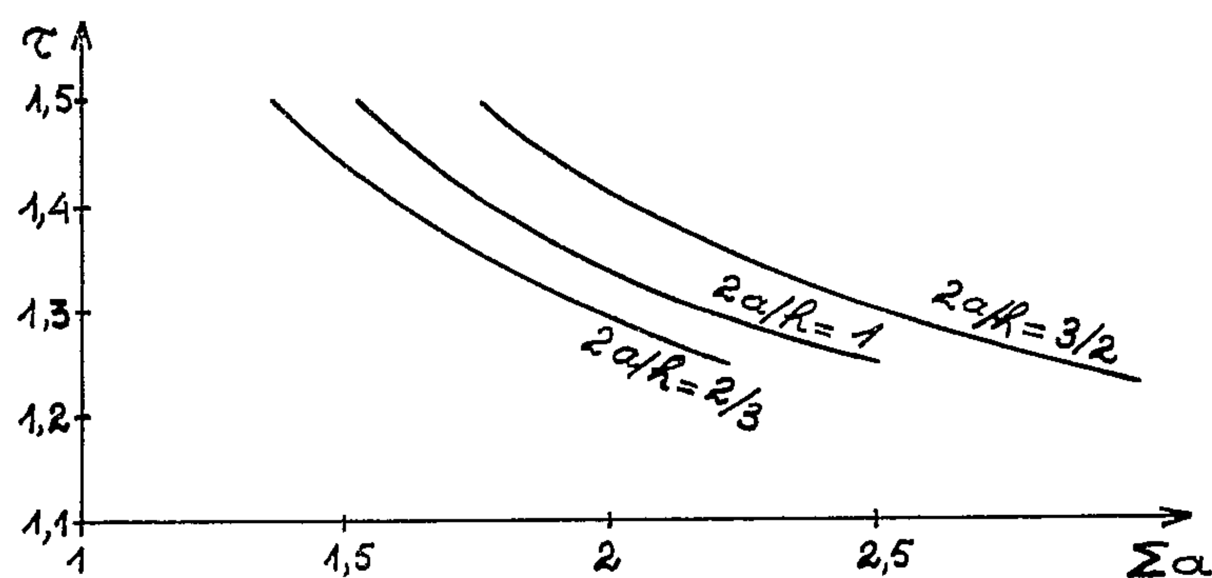


Fig. 2.

On notera que l'emploi de *a* permet ceux de *b* et *e*. En effet, sans la stratification, le volume des calculs serait multiplié par 8 à chaque génération et deviendrait rapidement prohibitif.

A chaque génération, on calcule le rapport μ_α du nombre de neutrons naissants dans le système (avant la normalisation) à M, nombre de neutrons normalisés. On obtient ainsi une série qui, aux fluctuations près, tend vers la valeur propre fondamentale de l'opérateur K.

L'expérience prouve, que l'asymptote une fois atteinte, la répartition des μ_α autour de la valeur moyenne est gaussienne. On dispose ainsi d'une série de n mesures de μ et l'on calculera l'erreur à craindre.

Le tableau suivant (que traduit la figure II) donne les valeurs de τ pour différents rayons critiques de cylindres nus et différentes valeurs du paramètre $2a/h$ ($a=$ rayon du cylindre, $h=$ hauteur). σ est l'écart quadratique moyen centré divisé par $\sqrt{n}$ (erreur à craindre).

	$\tau \pm \sigma$.		
Σa $\frac{2a}{h}$	$\frac{2}{3}$.	1.	$\frac{3}{2}$.
1,4	1,4804 ± 0,0026	–	–
1,6	1,4031 ± 0,0020	1,4655 ± 0,0018	–
1,8	1,3433 ± 0,0025	1,3946 ± 0,0020	1,4841 ± 0,0025
2,0	1,2936 ± 0,0019	1,3394 ± 0,0019	–
2,1	–	–	1,3892 ± 0,0021
2,2	–	1,2958 ± 0,0018	–
2,4	–	1,2628 ± 0,0013	1,3227 ± 0,0015
2,7	–	–	1,2728 ± 0,0020
3,0	–	–	1,2324 ± 0,0014

La méthode s'étend sans difficulté au cas où l'on met un réflecteur et au cas où l'on considère une théorie à plusieurs groupes d'énergie. Les calculs ont été effectués sur un ordinateur IBM 650.

Dans le cas du plutonium de densité 19, si l'on prend $\tau = 1,48$, $\Sigma = 0,3692\ \text{cm}^{-1}$, il vient, pour un cylindre de diamètre égal à la hauteur ($h = 2a$) :

$$\Sigma a = 1,62 \quad \text{soit} \quad a = 4,36\ \text{cm}.$$

Rappelons que pour une sphère, on obtenait :

$$\Sigma a = 1,75 \quad \text{soit} \quad a = 4,74\ \text{cm}.$$

(1) G. Bouquet et al., *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 165.

(2) J. M. Hammersley and K. W. Morton, *Proceedings of the Cambridge philosophical Society*, 52, p. 449.

L. C. A. Annexe de Limeil (S. et O.)

RELATIVITÉ. — *Discussion d'une solution particulière des équation de la Relativité générale, obtenue en choisissant comme tenseur d'impulsion-énergie, le tenseur de la théorie électromagnétique de Born-Infeld.* Note (*) de M. **Jean Lameau**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans une précédente Note (1), on a obtenu la solution particulière suivante :

$$(1) \qquad r\gamma = r + (\Lambda + \chi)\frac{r^3}{3} - \chi r_0^2 \int_\alpha^r \sqrt{1 + \frac{r^4}{r_0^4}}\, dr.$$

1. Étudions le comportement de cette solution pour les grandes valeurs de r, dans le cas où α est beaucoup plus grand que r_0. En négligeant Λ, et en limitant aux deux premiers termes le développement de la racine carrée qui figure dans (1), on trouve facilement que

$$\gamma = 1 + \frac{\chi\alpha^3}{3}\frac{1}{r}. \tag{1.1}$$

Ceci est de la forme $\gamma = 1 - (2m/r)$, si l'on pose

$$\alpha = \left(-\frac{6m}{\chi}\right)^{\frac{1}{3}}. \tag{1.2}$$

2. Étudions maintenant le comportement aux grandes distances, pour α quelconque. Un calcul approché très simple montre que dans ce cas, on a sensiblement

$$\gamma = 1 - \frac{\chi r_0^2 k(\alpha, r_0)}{r}, \tag{2.1}$$

$k(\alpha, r_0)$ étant une constante d'intégration qui dépend des deux constantes α et r_0.

3. Étudions le comportement de la solution (1) pour les faibles valeurs de r. On a dans ce cas,

$$\int_\alpha^r \sqrt{1+\frac{r^4}{r_0^4}}\,dr = \int_\alpha^0 \sqrt{1+\frac{r^4}{r_0^4}}\,dr + \int_0^r \sqrt{1+\frac{r^4}{r_0^4}}\,dr$$
$$\simeq -\int_0^\alpha \sqrt{1+\frac{r^4}{r_0^4}} + \int_0^r \left(1+\frac{r^4}{2r_0^4}\right)dr.$$

On trouve finalement, en négligeant les puissances supérieures de r,

$$\gamma \cong 1 + \frac{\chi}{3}r^2 - \chi r_0^2\left[1 - \frac{1}{r}\int_0^\alpha \sqrt{1+\frac{r^4}{r_0^4}}\,dr\right].$$

La présence de l'intégrale montre que γ ne reste fini à l'origine que si

$$\int_0^\alpha \sqrt{1-\frac{r^4}{r_0^3}}\,dr = 0,$$

ce qui n'est possible que si $\alpha = 0$.

4. On a trouvé pour le tenseur d'impulsion-énergie :

$$T_1^1 = T_4^4\left(\frac{r^2}{r_0^2}+\frac{r_0^2}{r^2}\right)R(r) - 1;$$
$$T_2^2 = T_3^3 = \frac{r^2}{r_0^2}R(r) - 1; \qquad R(r) = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{r^4}{r_4^0}}}.$$

Les autres composantes de T_ν^μ sont nulles.

Pour $r = 0$, on a donc

$$R(0) = 1; \qquad T_2^2 = T_3^3 = -1;$$

T_1^1 et T_4^4 tendent vers l'infini si r tend vers zéro.

Les expressions du champ et de l'induction montrent que, comme en théorie euclidienne, le champ reste fini à l'origine, alors qu'il n'en est pas de même pour l'induction.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2208.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Problème théorique posé par un modèle étendu de l'électron et du proton.* Note (*) de M. **Ernest Joachim Sternglass**, présentée par M. Louis de Broglie.

On considère les arguments concernant la stabilité et les propriétés relativistes des particules élémentaires prises comme sources étendues des champs électromagnétiques.

Dans une Note précédente [1], nous avons montré que les expériences récentes de diffusion des électrons aux grandes énergies [2] sont compatibles avec un modèle étendu de l'électron et du proton.

Les déviations par rapport au comportement ponctuel qu'on attribuait uniquement aux dimensions du proton peuvent être expliquées en considérant les deux particules comme des sources étendues exponentielles dont les dimensions peuvent être fixées si l'on admet que leur masse au repos est entièrement d'origine électromagnétique. Cette Note examine les arguments théoriques opposés dans le passé, à de tels modèles.

Jusqu'aux expériences récentes avec électrons de hautes énergies, les résultats expérimentaux portaient seulement sur les interactions à grande distance des électrons dans la physique atomique si bien qu'une description de l'électron comme un point infiniment petit constituait une approximation satisfaisante. Il faut se souvenir toutefois qu'une pareille description n'est qu'une pure abstraction mathématique valable seulement dans des cas limités. Il fallait s'attendre à ce qu'elle devienne inadéquate pour décrire le comportement à partir d'entités physiques données de masses de charges et de moments magnétiques finies. Il n'est donc pas surprenant que toutes les tentatives basées sur l'abstraction de la particule ponctuelle fournissent nécessairement des infinis et conduisent à des contradictions. On peut montrer que les tentatives pour éviter ces infinis en modifiant les équations du champ sont physiquement équivalentes à l'hypothèse des dimensions finies pour les sources du champ. Ceci comprend les théories non linéaires de Born et d'Infeld [3], les théories du champ soustractives de Stueckelberg, Hönl, Bopp et de Broglie [4] ainsi que toutes les théories dans lesquelles des « coupures » ou « forces non-locales » sont introduites.

L'objection contre un modèle de source étendue la plus répandue dans la littérature est qu'une telle distribution de charge serait instable sous

l'action de forces électromagnétiques. On admet qu'un pareil électron se désintégrerait nécessairement en raison de la répulsion mutuelle de ses différentes parties à moins d'admettre une pression universelle d'origine non électromagnétique ([5]).

Un examen attentif de cet argument montre qu'il est basé sur l'hypothèse implicite qu'une distribution spatiale du champ d'une particule élémentaire peut être étudiée exactement dans les mêmes termes qu'une distribution de charge à l'échelle macroscopique; hypothèse sur laquelle Lorentz ([6]) avait déjà exprimé des doutes.

Dans une large mesure, cette erreur doit être attribuée aux limitations imposées par la forme inadéquate du langage ordinaire où les mots « distribution de charge » signifient toujours un ensemble de petites charges individuelles. Toutefois, nous n'avons en fait aucune justification logique ou expérimentale pour considérer une charge élémentaire elle-même comme une collection de charges plus petites auxquelles on peut appliquer les forces habituelles. L'expérience montre simplement que l'électron est la source d'un certain nombre de lignes de force électrique. Le symbole ρ ne signifie donc rien d'autre qu'une abréviation des mots « divergence du champ électrique » qui, comme l'expérience le montre, a une valeur différente de zéro dans un petit volume de l'espace.

En l'absence d'évidence expérimentale pour l'existence des charges plus petites que celles de l'électron il semble que les forces électrique et magnétique doivent être considérées comme agissant uniquement sur des charges élémentaires considérées comme des unités indivisibles, les champs étant évalués en moyenne sur le volume de la source.

Si l'on accepte donc de considérer l'électron comme une entité véritablement élémentaire, on doit donc rejeter, comme non justifiés logiquement, tous les arguments opposés au modèle étendu basé implicitement ou explicitement sur l'action physique indépendante de sous-quantités hypothétiques. Ceci s'applique par exemple à tous les arguments basés sur les infinis qui surgissent de tous les calculs de la « self réaction » de radiation où la force retardée due à un des éléments de la distribution des charges de l'électron sur un autre est calculée. La même hypothèse est également sous-jacente dans toutes les tentatives visant à construire un système de force interne non électromagnétique conçu pour retenir la distribution des charges de l'électron ainsi que dans tous les calculs qui impliquent la notion de tension interne élastique de rigidité ou de déformabilité de l'électron.

La même erreur est à l'origine de l'argument bien connu sur les propriétés de transformation relativiste d'un modèle étendu de l'électron. Cet argument se ramène à l'idée que les forces internes rigides qui maintiennent la charge ne se transforment pas comme le quadrivecteur des forces électro-

magnétiques alors que des forces non rigides introduiraient un nombre infini de degrés internes de liberté qui engendreraient des oscillations. Il est clair que dans nos conceptions ces arguments perdent toute signification puisqu'il n'y a pas de parties internes identifiables qui exercent des forces les unes sur les autres. Toutefois, il n'est pas incohérent de décrire des particules élémentaires comme des sources d'un champ de gravitation résultant de l'énergie électrostatique du champ, ce qui aboutirait à équilibrer les tensions gravifiques ([7]) lorsque la courbure locale de l'espace est suffisamment grande ([8]).

Il est clair que si les seules forces admissibles sont dues à l'action de charges extérieures agissant sur l'électron, celui-ci se comporte mathématiquement comme s'il était ponctuel. Cette façon d'éliminer les difficultés conceptuelles est très voisine du point de vue de Rosen et de March ([9]). Ces considérations éliminent également tout élément d'arbitraire dans le choix de la forme et des dimensions des fonctions covariantes à quatre dimensions destiné à décrire la source qu'il faut introduire pour traiter les particules élémentaires dans le cadre de la relativité ([10]).

En conclusion, nous pouvons dire que l'hypothèse d'une distribution de charge étendue est non seulement compatible avec les résultats expérimentaux mais conduit à d'importantes simplifications théoriques. Si l'on admet ainsi l'existence des sources finies et stables du champ électromagnétique comme fournie par l'expérience, les infinis associés avec des charges ponctuelles, de matière pondérable d'origine inconnue et de pression universelle non définie, disparaissent immédiatement. S'il est vrai qu'une pareille limitation semble difficile à accepter au premier abord, il faut remarquer qu'elle permet une description cohérente de tous les phénomènes observés et qu'elle ne constitue pas, en fait, une limitation plus grande que l'acceptation d'une limite empirique à la vitesse avec laquelle des signaux peuvent être transmis dans le monde physique.

Le modèle proposé supprime la distinction entre la matière pondérable et le champ. Puisqu'il décrit l'électron et le proton comme des sources stables du champ, il nous permet d'espérer que nous arriverons ainsi à une meilleure compréhension des aspects ondulatoires des particules matérielles et de leur relation avec le champ métrique et la théorie de la gravitation. Le développement et les conséquences des considérations précédentes feront l'objet de Publications ultérieures.

(*) Séance du 29 février 1958.

(1) E. J. STERNGLASS, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1166.

(2) R. HOFSTADTER, *Rev. Mod. Phys.*, 28, 1956, p. 214.

(3) M. BORN et L. INFELD, *Proc. Roy. Soc.*, A 144, 1934, p. 425.

(4) *Voir* revue par H. HÖNL, *Ergeb. d. Ex. Naturwiss.*, 26, 1952, p. 291.

(5) H. POINCARÉ, *Rend. Palermo*, 21, 1906, p. 165.

(6) H. A. LORENTZ, *Theory of Electrons*, 2e éd., New-York, 1916, p. 215.
(7) T. REGGE et J. A. WHEELER, *Phys. Rev.*, 108, 1957, p. 1063.
(8) C. LANCZOS, *Rev. Mod. Phys.*, 29, 1957, p. 337.
(9) N. ROSEN, *Phys. Rev.*, 72, 1947, p. 298; A. MARCH, *Naturwiss.*, 39, 1943, p. 49.
(10) H. MCMANUS, *Proc. Roy. Soc.*, A 195, 1948, p. 323; R. P. FEYNMAN, *Phys. Rev.*, 74, 1948, p. 939; L. DE BROGLIE, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 157.

(*Institut Henri Poincaré*, 11, *rue Pierre-Curie*, *Paris.*)

MÉTROLOGIE. — *Calcul effectif d'une courbe expérimentale par la clause de régularité. Application à la dérivation.* Note de M. **PIERRE VERNOTTE**, présentée par M. Gustave Ribaud.

On dégrossit le problème en le ramenant à la résolution d'inégalités linéaires à deux inconnues (en usant de relations générales très approchées entre les données, négligeant l'influence d'une des retouches, remplaçant par une inégalité deux inégalités serrées) et l'on améliore par retouches méthodiques progressives du tableau de différentiation successive. Le polynome de Newton obtenu permet la dérivation.

Nous avons, dans une Note précédente (1), indiqué la vanité d'une recherche de procédés d'interprétation des mesures entièrement objectifs lorsqu'on ne sort pas des conceptions classiques. Tout au plus indiquerons-nous, pour compléter les résultats de ladite Note, que, voulant calculer, en chaque point, un paramètre de forme d'une courbe expérimentale d'équation de nature connue, pour en déterminer ensuite une valeur moyenne, il y a lieu, pour diminuer l'aberrance des points, tout en effectuant le calcul du paramètre pour tous les points successifs, d'utiliser, pour ce calcul, les points de m en m seulement; quant au calcul de la moyenne, on utilisera d'abord une pondération binomiale d'un ordre très limité, 7 ou 8 par exemple, et l'on achèvera en tirant à la main une horizontale à travers le graphique déjà bien régularisé.

Nous répétons que la vraie solution du problème du dépouillement, est, dans tous les cas, l'usage de la clause de régularité. Une note antérieure (2) a montré que, tirant parti, d'une façon malheureusement seulement approchée, d'une propriété (2) du tableau des différences successives des valeurs (d'abscisses équidistantes) d'une fonction physique décroissante et tendant vers zéro, on pouvait ramener le problème à celui des retouches à apporter à quatre ordonnées seulement. Ce n'est pas encore une solution pratique, car il resterait à résoudre un système d'inégalités linéaires dans un espace à quatre dimensions. On arrive tant bien que mal à la solution en observant que la retouche à apporter à la première ordonnée n'intervenant qu'à peine, on peut, provisoirement, n'en pas tenir compte; et, d'autre part, on a à écrire deux inégalités opposées tellement serrées qu'on peut les remplacer par une égalité exacte, de sorte qu'il ne reste plus que deux retouches à déterminer par des inégalités : on les déterminera, comme nous l'avons indiqué, (3) par des constructions de géométrie plane.

Ceci n'est qu'un dégrossissage, parce que, d'une part, les relations écrites en application de la méthode entre six ordonnées retouchées consécutives, si approchées soient-elles, ne le sont pas au point de résister parfaitement à l'analyse, étonnamment fouillée, que constitue la différentiation successive, et, d'autre part, le nombre trop limité des données à utiliser, si l'on veut que les calculs restent pratiques, ne permet pas un ordre de différentiation assez élevé pour que joue pleinement ([2]) la clause de régularité (les ordonnées voisines des extrémités de l'intervalle expérimental devraient, seules, être assez mal déterminées). Il faudra donc exprimer d'autres conditions.

La relation approchée entre ordonnées retouchées consécutives est

$$(1)\quad (n+5)^2 Y_{n+6} = (5n^2+43n+91) Y_{n+5} - (10n^2+72n+131) Y_{n+4} + (10n^2+58n+85) Y_{n+3} - (5n^2+22n+24) Y_{n+2} + (n+1)(n+2) Y_{n+1}.$$

Présentons les calculs dans le cas de sept ordonnées équidistantes y_i seulement. Nous admettrons que l'ordonnée retouchée est connue *a priori* (elle sert à mettre en place les ordonnées retouchées, ce qui est sans importance si l'on cherche une dérivée et serait arbitraire n'était la limitation par Λ des valeurs absolues des retouches ε_i possibles). La relation (1) donne les conditions

$$(2)\quad \begin{cases} 25 Y_6 = 93 Y_5 - 131 Y_4 + 85 Y_3 - 24 Y_2 + 2 Y_1, \\ 12 Y_7 = 47 Y_6 - 71 Y_6 + 51 Y_4 - 17 Y_3 + 2 Y_2. \end{cases}$$

Négligeant, comme on l'a dit, l'influence de la retouche ε_1 et la retouche ε_4 étant posée nulle, on relie alors les retouches ε_2 et ε_3 aux retouches ε_5, ε_6, ε_7 :

$$(3)\quad \begin{cases} 238\varepsilon_2 = -4454\varepsilon_5 + 3570\varepsilon_6 - 1020\varepsilon_7 + H_2, \\ 238\varepsilon_3 = -1518\varepsilon_5 + 1078\varepsilon_6 - 288\varepsilon_7 + H_3, \end{cases}$$

H_2 et H_3 étant les quantités connues

$$(4)\quad \begin{cases} H_2 = 34 y_1 - 238 y_2 + 2108 Y_4 - 4454 y_5 + 3570 y_6 - 1020 y_7, \\ H_3 = 4 y_1 - 238 y_3 + 962 Y_4 - 1518 y_5 + 1078 y_6 - 288 y_7. \end{cases}$$

En écrivant que, dans (3), $|\varepsilon_2|$ et $|\varepsilon_3|$ sont bornés par Λ, ainsi que $|\varepsilon_5|$, $|\varepsilon_6|$ et $|\varepsilon_7|$, on obtient les inégalités imposant aux ε_i ce qu'exige l'expérience. Mais ceci ne suffirait pas à donner, pour les Y_i, un tableau de différentiation successive parfaitement satisfaisant, parce que, comme on l'a dit, les relations (1) ne sont pas assez rigoureuses et que le nombre des données est trop limité. Formant le tableau de différentiation des sept quantités $y_1, y_2, y_3, Y_4, y_5, y_6, y_7$, on considère les deux derniers éléments (vers la droite) de la dernière ligne, soit M et N, et l'on écrit qu'après les retouches ε_i, le dernier élément de la dernière ligne est >0 et que l'avant-dernier, négatif, lui est supérieur en valeur absolue, ce qui donne, pour ε_6, les deux inégalités opposées

$$(5)\quad \varepsilon_6 > \frac{47}{42}\varepsilon_5 + \frac{58}{189}\varepsilon_7 + \frac{17(M+N)}{482} + \frac{20H_3 - 7H_2}{6048},$$

$$(6)\quad \varepsilon_6 < \frac{418}{371}\varepsilon_5 + \frac{1012}{3339}\varepsilon_7 + \frac{17N}{477} + \frac{15H_3 - 6H_2}{6678}.$$

Les valeurs numériques sont si voisines qu'on satisfait honorablement aux conditions exigées en donnant à ε_6 exactement la moyenne de ses deux limites, et écrivant que celle qui apparaît comme limite supérieure est plus grande que celle qui apparaît comme limite inférieure, ce qui s'exprime par

$$(7) \qquad \varepsilon_5 - \frac{2}{9}\varepsilon_7 > \frac{7}{72}(5N + 53M) + \frac{5}{36}H_3 - \frac{83}{2448}H_2.$$

Toutes les inégalités s'expriment en ε_5 et ε_7. On prend (provisoirement) pour ε_5 et ε_7 les coordonnées du centre de gravité du polygone-limite dans le plan $(\varepsilon_5, \varepsilon_7)$. On en déduit ε_2, ε_3, ε_6.

Le tableau de différentiation successive est alors correct, mais il reste à obtenir que, dans la dernière ligne, la décroissance des valeurs absolues des termes ait une allure très progressive. A cet effet, on augmentera, à vue, de h celle de tous les termes de la quatrième colonne, par les modifications respectives $h/3$, $-2h$, $-20h/3$, $-15h$, apportées à Y_3, Y_5, Y_6 et Y_7, modifiant ensuite, s'il le faut, une nouvelle fois Y_7, en vue d'une valeur convenable pour le cinquième terme de la dernière ligne, et l'on achèvera en retouchant Y_2 et apportant enfin à y_1 la retouche ε_1 nécessaire, pour que les sixième et septième têtes de colonnes conduisent bien continûment à la valeur zéro qu'aurait la suivante, s'il y avait lieu de l'introduire.

La fonction expérimentale est alors définie par le polynome de Newton construit avec les têtes de colonne, et de façon si excellente qu'on peut l'utiliser pour calculer la dérivée en chaque point.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2216.
(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1226.
(3) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 399.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur les propriétés glaçogènes de l'iodure d'argent.* Note (*) de MM. **Robert Montmory** et **Jean Jaffray**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Expériences montrant que le seuil d'action glaçogène de l'iodure d'argent varie avec les circonstances accompagnant l'émission des particules, ce qui semble prouver l'intervention des états de surface.

Nous avons entrepris de nouvelles déterminations du seuil d'action glaçogène de l'iodure d'argent dans différentes conditions en utilisant une chambre à nuage précédemment décrite (1) et une chambre à diffusion continue du type V. J. Schaefer (2) à faible gradient de température (3).

a. Dans la chambre du deuxième type, les fumées d'iodure d'argent sont émises à l'intérieur même de la chambre par chauffage du produit sur une

petite spirale de nichrome. Les particules d'iodure d'argent servent à la fois de noyaux de condensation et de noyaux de congélation. L'atmosphère est de l'air débarrassé de ses noyaux de condensation par précipitation de ces derniers par une émission continue et intense de nuage jusqu'au moment où celui-ci ne peut plus se produire. L'émission des fumées provoque la formation d'un nouveau nuage et l'apparition dès — 4°, — 5° C de cristaux de glace par congélation des gouttelettes. On peut donc admettre que, dans ces conditions, le seuil glaçogène de l'iodure d'argent est — 4° C. Avec une telle chambre, il n'est pas possible de modifier l'atmosphère dans laquelle se forment le nuage et les fumées. Le remplacement de l'air par de l'argon ne peut être considéré comme total car il faudrait utiliser une eau privée d'air et dégazer tous les accessoires de l'appareillage.

b. L'utilisation de la chambre à nuage du premier type (1) nous a permis de modifier les conditions de formation du nuage et de la dispersion solide. Dans ce dispositif, les fumées d'iodure d'argent sont produites séparément dans un ballon extérieur à la chambre elle-même et introduites ensuite dans le nuage. Il semble donc que, dans ce cas, les particules d'iodure ne servent pas d'abord obligatoirement de noyaux de condensation. La nature des creusets de chauffage et de l'atmosphère peut être modifiée à volonté. Avec un ballon contenant de l'air provenant de l'évaporation sous vide d'une petite quantité d'air liquide, c'est-à-dire probablement privé de germes et une spirale de nichrome comme support pour l'iodure d'argent, on trouve un seuil glaçogène plus bas que précédemment. La température de ce seuil est en moyenne — 6° C. Le remplacement de l'air par de l'oxygène ne modifie pas le seuil. L'introduction dans le ballon d'un pourcentage croissant d'argon n'affecte pas le résultat. Par contre, l'*absence totale* d'oxygène au départ, et son remplacement par de l'argon pur, modifie *notablement* le seuil qui se trouve abaissé à — 10° C. C. L. Hosler et R. Spalding (1) ont également trouvé un abaissement du seuil d'action glaçogène de l'iodure d'argent en remplaçant l'air par de l'hélium.

c. On peut encore faire une série de remarques intéressantes :

1° La transformation du nuage aqueux en cristaux de glace n'est pas toujours immédiate. Une fraction de minute, ou même parfois une minute, est nécessaire pour que celle-ci se produise sans qu'on en ait trouvé les causes véritables.

2° Des fumées produites sous argon pur et abandonnées quelques minutes dans l'air humide de la chambre conduisent après émission du nuage à un seuil supérieur à — 10° C. On peut donc penser que l'aérosol d'iodure d'argent évolue au cours du temps et tend à redonner le seuil trouvé dans l'air ou l'oxygène;

3° Si l'on cesse d'alimenter le nuage, celui-ci disparaît : les cristaux de glace se subliment et disparaissent. Si l'on reproduit un nuage, on constate

que les particules restant en suspension dans la chambre sont à nouveau actives à des températures qui sont, le plus souvent, supérieures au seuil initial. Par exemple : si le premier seuil a été trouvé égal à — 10° C, le second pourra être — 7°, le troisième — 8°, le quatrième — 12° C. Toutefois, une émission prolongée de nuage provoque la précipitation des noyaux glaçogènes et les gouttelettes ne se transforment plus en cristaux.

4° En admettant que la granulométrie de l'aérosol d'iodure et du nuage puisse être considérée comme constante dans les différentes expériences — ce qui n'est que très approché — on constate que le nombre de cristaux de glace produits par dispersion de l'iodure d'argent dans l'argon est notablement inférieur à celui obtenu en atmosphère oxydante. Des résultats analogues ont été observés pour d'autres aérosols glaçogènes, soit par nous-même, soit par d'autres auteurs ([4]), ([5]), ([6]).

5° La nature du creuset de chauffage intervient et peut perturber la composition chimique de l'aérosol : par exemple, avec des creusets de tungstène et une température de 1000° C environ, on a une attaque appréciable du produit fondu et formation de globules d'argent avec libération d'iode, tandis qu'avec des creusets de silice, l'iodure d'argent reste stable jusque vers 1000° C, ce qu'on constate facilement par une étude à la thermobalance.

En conclusion de ces expériences, il apparaît que les propriétés glaçogènes de l'iodure d'argent dispersé varient selon :

a. qu'il agit ou non, au préalable, comme noyau de condensation;

b. la composition de l'atmosphère où il a été dispersé et où il agit;

c. la température et la nature du creuset dans lequel il a été dispersé.

Or, l'étude aux rayons X ne permet pas de déceler de changement notable dans la structure cristalline des fumées suivant le mode de dispersion. On retrouve toujours le diagramme D-S des deux variétés d'iodure d'argent β et γ en proportions variables. Il semble donc que ce soit la structure de surface des particules constituant les fumées qui est modifiée par chimisorption de gaz, en particulier de l'oxygène et il est clair que cette structure superficielle joue un rôle prépondérant dans l'activité glaçogène des dispersions solides. On peut rappeler à ce propos que J.-J. Trillat et A. Lalœuf ([7]) ont trouvé des diagrammes de diffraction électronique des fumées d'iodure d'argent qui ne correspondent pas à la structure cubique normale de ce corps.

La modification artificielle et contrôlée de la structure des couches minces, orientées ou non, d'iodure d'argent peut donc nous apporter des résultats fort intéressants pour l'interprétation des propriétés glaçogènes.

Une telle étude est en cours et fera l'objet d'une publication prochaine.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) R. Montmory, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 362.

(2) V. J. Schaefer, *General Electric Research Laboratory*, Final Report O. N. R. Project, 59, 1953 et *Ind. Eng. Chem.*, 44, 1952, p. 1381.

(3) R. Montmory, (sous presse).

(4) C. L. Hosler et R. Spalding, *The Pennsylvania State University*, Final Report, 50, 1955.

(5) J.-P. Marcon, *Diplôme Études Supérieures*, Clermond-Ferrand, (sous presse).

(6) R. Serpolay, Communication non publiée.

(7) J.-J. Trillat et A. Laloeuf, *Rayons X et structure atomique*, publ. Collège de France, 1948, p. 19.

(*Laboratoire de Thermodynamique, Faculté des Sciences, Clermont-Ferrand.*)

ÉLECTRICITÉ. — *Étude du champ électrique bi-ionisé dans le cas d'un fil coronisant et d'un cylindre coaxial donnant lieu à la contre-émission.* Note (*) de MM. **Marcel Pauthenier, Jean Dupuy** et **Tran an Nhan**, présentée par M. Eugène Darmois.

Soit une cellule d'électrofiltre industriel constituée simplement par un cylindre et un fil métalliques coaxiaux; le cylindre est relié à la terre, le fil est porté à une haute tension continue. En dehors de la gaine lumineuse qui entoure le fil (effet couronne), l'espace cylindrique obscur ne contient que des ions d'un seul signe, celui du fil. Les poussières du courant gazeux qui parcourt le cylindre sont précipitées sur l'électrode cylindrique : le fonctionnement de l'électrofiltre est normal. Mais si la poussière précipitée n'est pas assez conductrice pour évacuer normalement le courant d'ions, la précipitation est profondément troublée; en même temps l'électrode cylindrique s'illumine, elle libère maintenant des ions de signe contraire aux ions incidents. Ce phénomène de *contre-émission* (1) nous impose donc l'étude théorique et expérimentale d'un champ électrique bi-ionisé dans le cas de la symétrie cylindrique.

Pour faciliter les recherches, la couche de poussière à la fois poreuse et isolante est remplacée par une couche de tissu de nylon que sa propre charge applique énergiquement sur le cylindre : on réalise ainsi un cas de contre-émission parfaitement uniforme.

Appelons :

V, le potentiel au point $M(r)$;

ρ_1, ρ_2, les densités de charges négatives et positives;

k_1, k_2, la mobilité des ions négatifs et positifs;

E, le champ dans l'espace bi-ionisé;

J, le courant d'ionisation par centimètre de fil, mesuré en insérant un microampèremètre entre le cylindre et la terre.

Les équations en un point $M(r)$ d'un champ cylindrique bi-ionisé s'écriront

$$\Delta V = -4\pi(\rho_1 - \rho_2), \quad (1)$$

$$J = 2\pi r E(k_1\rho_1 + k_2\rho_2). \quad (2)$$

Il manque donc une éqnation pour résoudre le problème théorique; cela tient à ce qu'on ne sait pas encore mettre en équation le phénomène de contre-émission.

La sonde à incandescence ([2]) permet la mesure du potentiel dans l'espace chargé des ions de deux signes; les courbes du potentiel obtenues nous prouvent qu'à partir de quelques centimètres du fil, *le champ est constant*. Ce résultat est confirmé par les mesures faites avec la sonde cylindrique froide ([3]) utilisée auparavant en champ bi-ionisé par M. Cochet.

En laissant tomber une bille métallique le long d'une équipotentielle dans l'espace chargé, et en mesurant ensuite sa charge limite Q_M ([4]), nous constatons que celle-ci est constante à partir de quelques centimètres du fil axial. Or nous savons que

$$Q_M = 3Ea^2\frac{\lambda - 1}{\lambda + 1},$$

en posant

$$\lambda = \sqrt{\frac{k_1\rho_1}{k_2\rho_2}}.$$

Puisque E est constant et connu, le rapport $k_1\rho_1/k_2\rho_2 = m$ est déterminé. Ce qui vérifie la relation simple ([5]) tirée des équations générales (1) et (2) dans le cas où E est constant :

$$\frac{k_1\rho_1}{k_2\rho_2} = \frac{\dfrac{2J}{k_2} + E^2}{\dfrac{2J}{k_1} - E^2}. \quad (3)$$

Donc à quelques centimètres du fil axial, nous pouvons prendre comme troisième équation

$$\frac{k_1\rho_1}{k_2\rho_2} = m, \quad (4)$$

m, taux de contre-émission que nous supposons valable dans tout l'espace ainsi que l'évidente non-recombinaison des ions. m est une constante pour une tension donnée appliquée au fil coronisant.

En résolvant (1), (2) et (4) nous avons

$$\rho_1 = \frac{mJ}{2\pi r k_1 E(m+1)},$$

$$\rho_2 = \frac{J}{2\pi r k_2 E(m+1)}.$$

En intégrant comme dans le cas du champ monoionisé on trouve

$$E = \sqrt{2J\frac{mk_2 - k_1}{k_1 k_2(m+1)} + \frac{a^2}{r^2}\left[E_0^2 - 2J\frac{mk_2 - k_1}{k_1 k_2(m+1)}\right]},$$

E_0 étant une constante qu'il n'y a pas besoin de préciser dans le problème actuel. A quelques centimètres du fil le champ devient

$$E_g = \sqrt{2J\frac{mk_2 - k_1}{k_1 k_2(m+1)}}$$

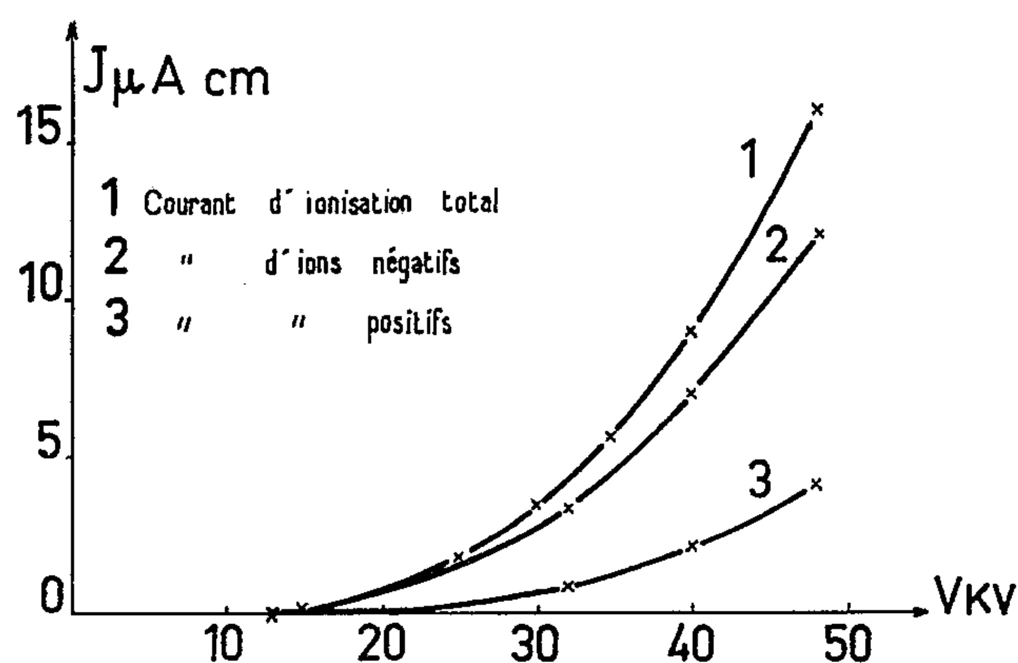
expression équivalente à (3)

Le courant J étant mesuré, nous pouvons séparer les deux courants produits par le flux des ions négatifs et positifs

$$J_1 = \frac{mJ}{m+1},$$

$$J_2 = \frac{J}{m+1}.$$

Les expériences sont faites avec un cylindre de 30 cm de diamètre et de 1 m de long; le fil axial (tension négative) a 0,5 mm de diamètre. La couche de nylon a comme épaisseur 12/100ᵉ de millimètre, les trous entre les mailles sont



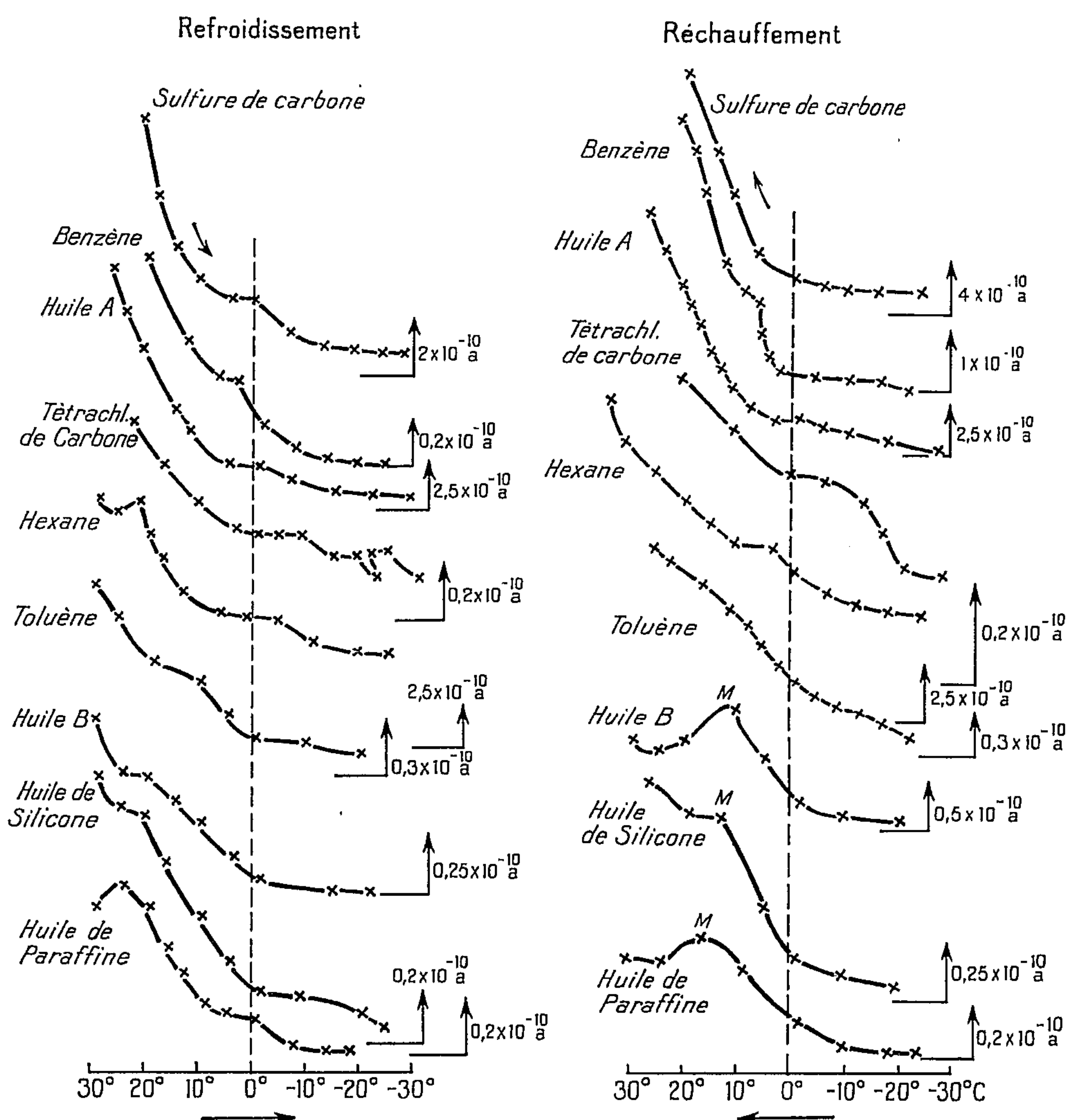
assimilés à de petits carrés de 4/100ᵉ mm de coté. On sait que le champ à l'intérieur de ces trous est de l'ordre de 70 000 kV/cm [1]. Nous avons obtenu les courbes tension-courant ci-dessus.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) M. Pauthenier, L. Demon et É. Laurent, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 1319.
(2) R. Cochet et R. Reffay, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1516.
(3) R. Cochet et J. Dupuy, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 283.
(4) M. Pauthenier, R. Cochet et J. Dupuy, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1606.
(5) J. Dupuy, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1737.

ÉLECTRICITÉ. — *Conductibilité électrique des liquides isolants au voisinage de* 0° C (*champs inférieurs à* 2 kV/cm). Note (*) de M. **Robert Guizonnier**, Mlle **A. Marie Bouygard** et M. **Christian Besson**, presentée par M. Gaston Dupouy.

De précédents travaux (¹) ont conduit à penser que, dans le cas où le champ appliqué est inférieur à 2 kV/cm, l'eau est certainement la cause essentielle de la conductibilité des liquides isolants. S'il en est vraiment ainsi, on peut espérer trouver, dans ces conditions, sur les courbes de



Variations du courant initial, en fonction de la température, au voisinage de 0°C. A droite de chaque courbe, position de l'axe des abscisses, indication de l'échelle utilisée pour représenter le courant.

variations de la conductibilité de ces liquides en fonction de la température, au voisinage de 0° C, des changements de pente significatifs.

Détails expérimentaux. — Les faibles courants étaient mesurés par le montage qui nous a servi dans toutes nos mesures sur les liquides isolants, permettant de déceler, dans les meilleures conditions, des courants de l'ordre de 10^{-12} A. L'étude a été conduite sur neuf liquides de natures très diverses ([2]). Le refroidissement était réalisé à l'aide de glace carbonique. Une longue série d'expériences a montré que les courbes les plus régulières étaient obtenues avec des électrodes de platine, traitées par un mélange oxydant (acide sulfurique concentré et permanganate de potassium à chaud), puis lavées et portées pendant quelques minutes au rouge vif. Entre les électrodes, rectangulaires (20 × 35 mm) distantes entre elles de 10 mm, était appliquée une différence de potentiel égale, en général, à 200 V et, dans le cas des liquides les moins conducteurs (huile de paraffine, huile de silicone) atteignant 1000 V.

Résultats. — Les courbes de refroidissement montrent toutes, vers 0° C, le changement de pente attendu; la plupart, d'ailleurs, ont tendance à réaliser un léger palier vers cette température. Vers — 20° C la conductibilité semble avoir atteint une valeur limite, extrêmement faible dans le cas des huiles et du benzène pour analyses; dans les autres cas, on peut penser que la conductibilité, existant encore à — 20° C est due surtout à des impuretés, il s'agit en effet de produits commercialement purs et de produits purs pour analyses, susceptibles de se décomposer avec le temps (sulfure de carbone, tétrachlorure de carbone). Dans le cas du réchauffement on retrouve, moins nettement cependant dans le cas du toluène, le changement de pente vers 0° C.

Les trois dernières courbes de chaque colonne concernent des huiles que des expériences précédentes ont permis de classer parmi les liquides à homocharges ([3]). Sur les courbes de réchauffement, on constate, de 10 à 15° C, l'existence d'un léger maximum M. Si l'on refroidit ces liquides, sans atteindre cependant 0° C et si, alors, on les réchauffe, ce maximum ne se produit plus. Il semble donc que cet accroissement temporaire de la conductibilité, après le passage à 0° C, lors du réchauffement, soit dû à la fusion des particules de glace, disséminées dans le liquide isolant.

(*) Séance du 17 février 1958.

([1]) R. Guizonnier, *Revue Gén. Électr.*, 65, n° 6, juin 1956, p. 372.

([2]) Produits purs pour analyses : sulfure de carbone, benzène, tétrachlorure de carbone; des produits commercialement purs : hexane, toluène; deux huiles pour transformateurs A et B, l'huile de paraffine, l'huile de silicone 200 centistokes.

([3]) R. Guizonnier, *Rev. Gén. Électr.*, août 1954, p. 489-500.

ÉLECTRONIQUE. — *Sur les accélérateurs d'électrons à onde progressive incorporant leur source d'énergie haute fréquence.* Note (*) de MM. **René Warnecke**, **Henri Leboutet** et Mlle **Germaine Vincent**, présentée par M. Camille Gutton.

Les accélérateurs linéaires d'électrons à onde progressive comportent comme circuit H. F. un guide chargé, par exemple au moyen de disques perforés, ceci pour adapter la vitesse de phase de l'onde H. F. à celle du faisceau et sont, en général, alimentés en énergie H. F. par des sources extérieures à cette structure. Ces sources H. F. sont le plus souvent des klystrons amplificateurs pilotés par un klystron auto-oscillateur de faible puissance. On peut simplifier cet appareillage en groupant dans une même enceinte à vide la structure accélératrice proprement dite et celle du générateur (klystron multicavités ou amplificateur à onde progressive) (*fig.* 1 *a* et *b*) qui doit fournir l'énergie H. F. Dans les deux cas, l'élément accélérateur, qui fait suite au générateur, est séparé de ce dernier par un tunnel qui sert à collecter une partie du faisceau, l'autre partie étant envoyée

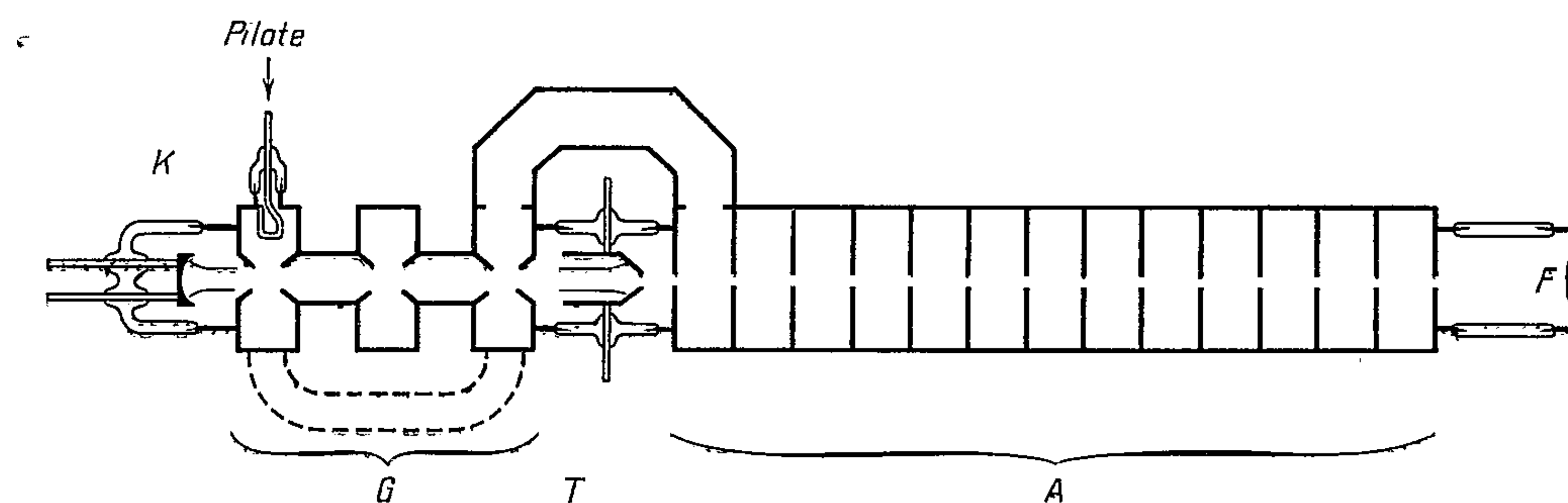


Fig. 1 (a)

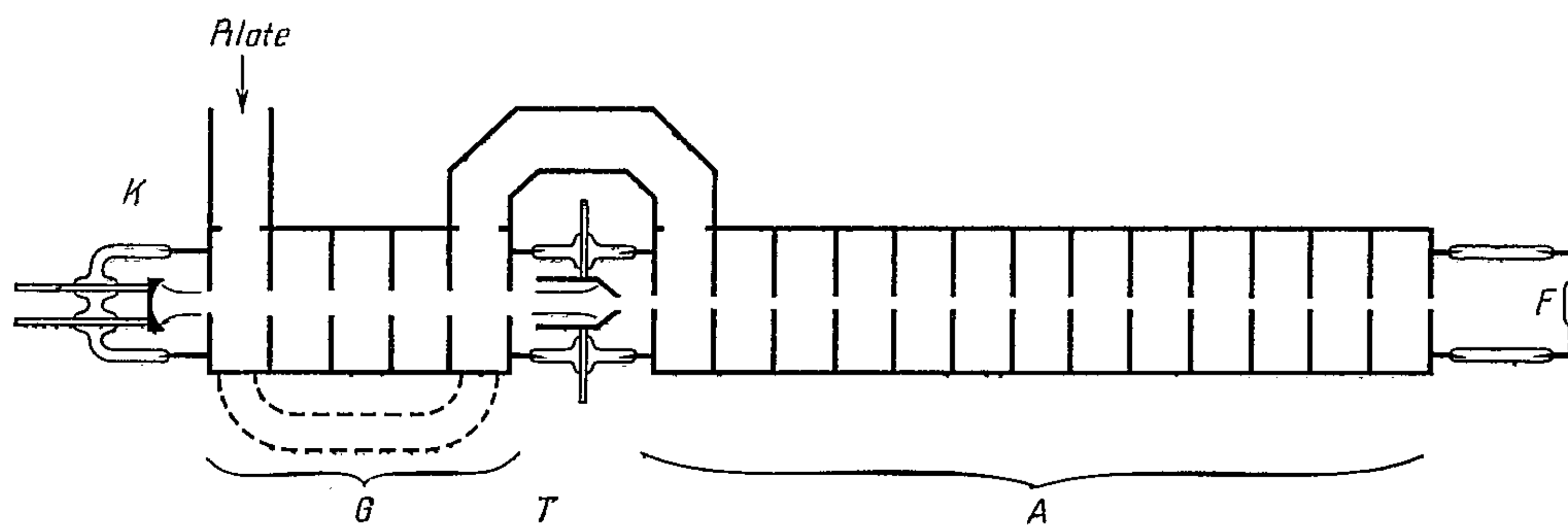


Fig. 1 (b)

dans l'accélérateur proprement dit, dans des conditions de groupement avantageuses par suite du prégroupement obtenu dans l'élément générateur H. F. La partie H. F. peut fonctionner, soit en amplificateur piloté

par un auto-oscillateur extérieur, soit en auto-oscillateur en ramenant une partie de l'énergie H. F. à l'entrée au moyen de circuit de réaction. L'inconvénient de cette conception est la longueur relativement grande des deux structures accélératrice et génératrice.

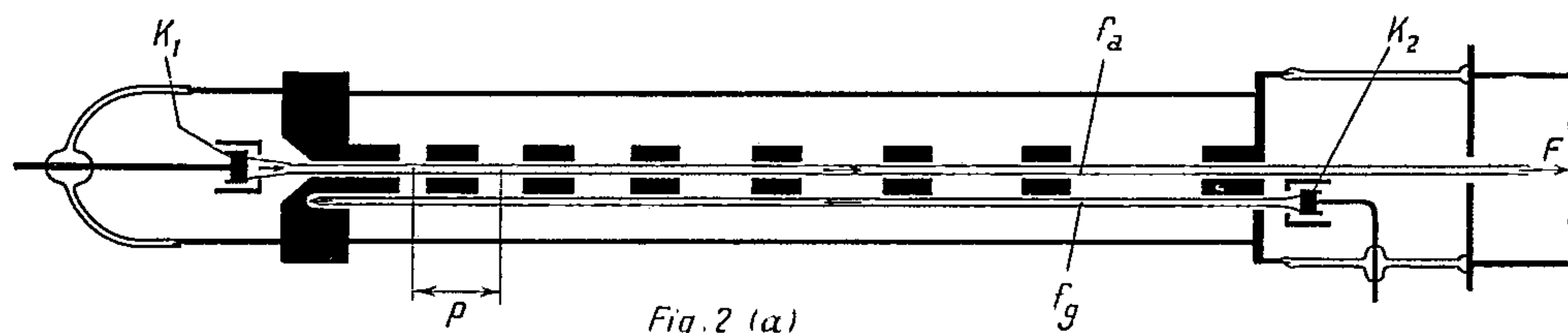


Fig. 2 (a)

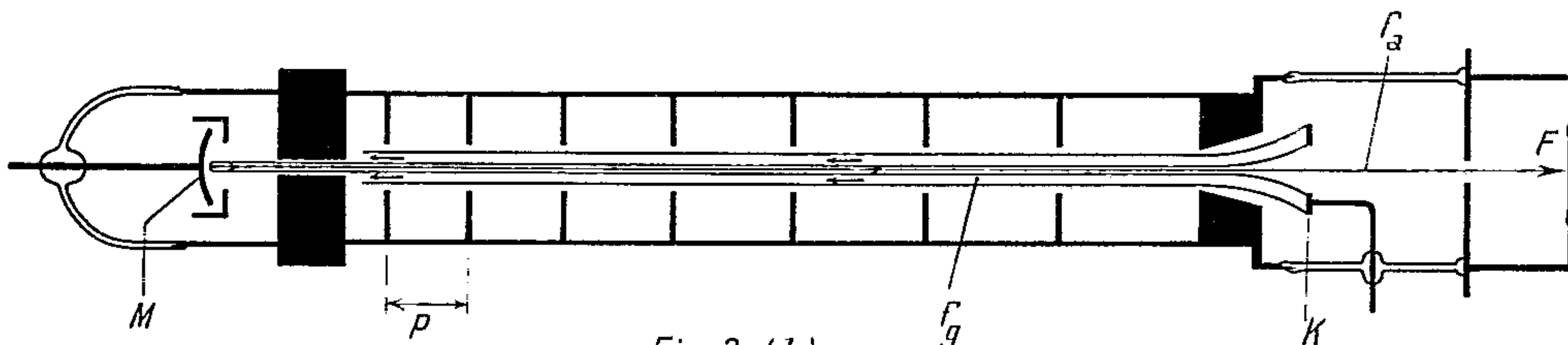


Fig. 2 (b)

Les schémas (*a*) et (*b*) de la figure 2 représentent une conception nouvelle qui n'a pas cet inconvénient et dont la particularité est que le même circuit à retard est utilisé pour la génération d'énergie H. F. et pour l'accélération des électrons. L'accélération résulte de l'interaction d'un premier faisceau électronique avec l'onde fondamentale d'espace et l'énergie H. F. de l'interaction d'un second faisceau avec le premier harmonique d'espace de la même onde. Par exemple, le circuit à retard peut être constitué par une ligne de transmission à constantes distribuées à onde fondamentale directe et premier harmonique d'espace inverse ([1]), l'énergie H. F. est alors produite par le mécanisme du tube carcinotron ([2]); ou bien le circuit à retard est une ligne à onde fondamentale inverse et premier harmonique d'espace direct : l'énergie H. F. est produite par le mécanisme de l'amplificateur à onde progressive fonctionnant en oscillateur du fait de la réaction à travers le circuit. Dans les deux cas, la ligne à retard est couplée à deux faisceaux circulant en sens contraire et les dimensions des cellules de cette ligne doivent être déterminées par action sur les paramètres géométriques de façon que la vitesse de phase de propagation du premier harmonique d'espace soit, pour une fréquence donnée, constante le long de la structure et égale à la vitesse quasi constante du faisceau générateur dirigé dans le sens de la décroissance du pas de la ligne. Le second faisceau peut alors subir une accélé-

ration par interaction avec l'onde fondamentale se propageant le long de la ligne avec une vitesse croissante.

La figure 2 (*a*) correspond au cas particulier où les deux faisceaux proviennent de deux canons séparés, la ligne étant une ligne à retard interdigitale ([3]) plane, dont les doigts sont perforés dans leur épaisseur pour le passage du faisceau à accélérer émis par la cathode K_1, le faisceau générateur étant un faisceau plat émis par la cathode K_2 et passant au-dessus ou au-dessous de la ligne.

Dans le cas de la figure 2 (*b*), le faisceau à accélérer provient de la réflexion sur un miroir M d'une partie du faisceau émis par une cathode annulaire K. Le miroir M pourrait être remplacé par une cible à émission secondaire. Le circuit à retard est constitué ici par un guide à iris. Les dispositifs 2 (*a*) et 2 (*b*) comportent des éléments focalisateurs qui ne sont pas figurés.

Une publication ultérieure fournira quelques précisions théoriques sur le fonctionnement de ce nouvel accélérateur.

(*) Séance du 24 février 1958.

([1]) P. GUÉNARD, O. DOEHLER et R. WARNECKE, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 32.

([2]) P. GUÉNARD, O. DOEHLER, B. EPSZTEIN et R. WARNECKE, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 236.

([3]) R. WARNECKE, O. DOEHLER et P. GUÉNARD, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 1220.

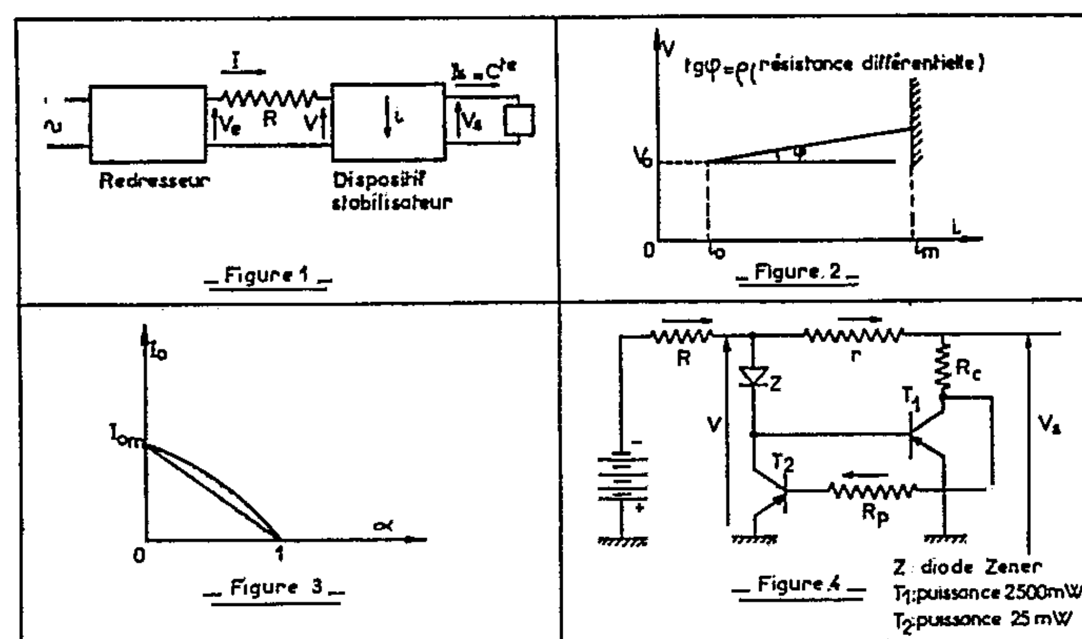
ÉLECTRONIQUE. — *Sur le principe de stabilisation des dispositifs à impédance constante et son application à une alimentation à transistors.* Note (*) de M. ÉTIENNE CASSIGNOL, transmise par M. Charles Camichel.

A partir des grandeurs caractéristiques d'une alimentation à courant continu, stabilisée, il est possible de déterminer l'étendue de la plage de courant régulé en fonction du coefficient d'utilisation. L'application de la solution générale proposée à une alimentation à transistors permet, en particulier, de stabiliser de façon très précise, les circuits de chauffage des tubes électroniques.

Le projet de stabilisation en tension et en courant d'un circuit à impédance constante, dépend essentiellement de la valeur minimum qu'il est possible de donner à cette impédance, compte tenu du dispositif de stabilisation dont on dispose et de la précision qu'on veut obtenir.

A partir d'un dispositif stabilisateur tel que celui schématisé sur la figure 1, caractérisé par le courant maximum i_m qu'il est susceptible d'absorber, nous nous proposons d'établir les relations liant le coefficient d'utilisation à la valeur maximum du courant de sortie I_s que le dispositif permet de maintenir constante. Les grandeurs caractéristiques du montage étant données sur la figure 1, nous définirons le coefficient d'utilisation α comme le rapport de la valeur V_0

correspondant au minimum de la tension V aux bornes du régulateur, à la valeur minimum V_1 de la tension d'entrée V_e et la variation relative de la tension d'entrée β comme le rapport de la variation maximum $(\Delta V_e)_m$ à la valeur V_1.



Or, on sait que la caractéristique tension-courant de la plupart des régulateurs affecte dans la zone d'utilisation une allure pratiquement linéaire; on déduit de la figure 2 : $\Delta V = \rho\, \Delta i$. Etant donné d'autre part que $\Delta I = \Delta i$ puisque $I_s =$ Cte on peut écrire

$$(1) \qquad \Delta V_e = (R + \rho)\, \Delta i,$$

$$(2) \qquad I_0 = i_0 + I_s = \frac{(\Delta i)_m}{\beta} \; \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha \dfrac{\rho}{V_0} \dfrac{(\Delta i)_m}{\beta}},$$

$(\Delta i)_m$ représente la plage d'utilisation maximum du système régulateur, c'est-à-dire $i_m - i_0$. i_0 étant de l'ordre de $0{,}1\, i_m$, on peut poser en première approximation $(\Delta i)_m \cong i_m$.

La relation (2) donne la solution générale du problème posé, puisqu'elle permet, connaissant β, de choisir le régulateur à utiliser pour obtenir un courant I_s donné. On peut aussi déterminer α lorsque un dispositif de stabilisation donné doit réguler un courant I_s également donné.

Quand α varie de 0 à 1, le courant I_0 décrit une branche d'hyperbole (*fig.* 3). Le courant maximum $(I_0)_m$ est égal à $(\Delta i)_m/\beta$.

Posons

$$\frac{I_0}{(I_0)_m} = a \qquad \text{et} \qquad \frac{\rho (I_0)_m}{V_0} = k.$$

La relation (2) peut alors s'écrire, $k\alpha$ étant généralement négligeable devant 1 :

$$(3) \qquad a + \alpha = 1.$$

Cette relation qui correspond à la droite de la figure 3 est d'autant plus intéressante que la très faible approximation qu'elle comporte joue dans le sens de la sécurité.

Les considérations générales ci-dessus permettent de calculer tous les éléments du montage et, en particulier, la résistance R(*fig.* 1) liée au coefficient α par la relation

$$R = \frac{V_0}{I_0}\frac{1-\alpha}{\alpha}. \tag{4}$$

Cependant, dans tous les cas où le dispositif stabilisateur est un générateur de tension simple, c'est-à-dire tel que $V_s = V$ (tubes à gaz, diode zener, etc.). I_s ne peut demeurer parfaitement constant, et l'on doit s'imposer une variation relative maximum $\theta = \Delta I_s/I_s$. Ceci conduit à la condition supplémentaire suivante donnée pour $\rho \ll R$:

$$R \geq \frac{\beta}{\alpha}\rho\frac{1}{\theta}. \tag{5}$$

Il est évident que cette relation conduit à des valeurs de R prohibitives dès qu'on désire obtenir un coefficient θ faible.

Aussi, proposons-nous un générateur de tension [1] d'un type nouveau à transistors (*fig.* 4) permettant d'une part de stabiliser un courant de valeur élevée et d'autre part, de s'affranchir de la condition supplémentaire (5). La diode Z fixe la tension à une valeur voisine de la tension de sortie. Le transistor T_1 contrôle le courant i dans la résistance R_c tandis que le transistor T_2 polarise la diode Z. L'ensemble de ce dispositif compte non tenu de la résistance r présenterait une courbe de régulation de résistance différentielle ρ. Si l'on introduit maintenant la résistance r nous pouvons écrire, en négligeant le courant dans la diode, ce qui est tout à fait légitime lorsque le transistor T_1 est de forte puissance :

$$\theta = \frac{\Delta V_s}{V_s} = \frac{(\rho - r)(\Delta i)_m}{V_0 - rI_0}. \tag{6}$$

Il apparaît donc que pour obtenir une variation de la tension de sortie théoriquement nulle, il suffit de prendre $r = \rho$. Ceci n'est possible que dans le cas où la résistance ρ est suffisamment faible pour éviter une chute trop importante de V_s. L'un des avantages du dispositif proposé est dû à la présence du transistor T_2 qui diminue sensiblement la résistance différentielle du régulateur et qui de surcroît réduisant considérablement i_0 augmente la plage utile.

Pour que le calcul du stabilisateur soit complet, il suffit de déterminer les valeurs des résistances R_c et R_p. La résistance R_c permet d'obtenir la puissance maximum du transistor T_1 ; elle se déduit très simplement de la puissance nominale p de ce dernier par la relation $R_c = V_s^2/4p$. D'autre part, R_p est une résistance de polarisation de T_2 ; sa valeur doit être telle que le courant de collecteur de ce transistor soit maximum ; c'est-à-dire pratiquement : $R_p = V_s/i_b$. i_b étant le courant de base correspondant.

Le dispositif que nous avons décrit a permis de réaliser sur impédance

constante, une alimentation à courant régulé à quelques millièmes près. L'une de ses principales applications paraît résider dans la stabilisation des circuits de chauffage des tubes électroniques.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) E. CASSIGNOL et G. GIRALT, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1020.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Le biprisme de Fresnel en Optique électronique : influence de la largeur de la source; effet d'une tension périodique appliquée sur le fil du biprisme.* Note (*) de MM. **JEAN FAGET**, **JEAN FERRÉ** et **CHARLES FERT**, transmise par M. Gaston Dupouy.

Nous avons déjà décrit l'expérience du biprisme de Fresnel en Optique électronique [1], [2]. Nous voulons ici attirer l'attention sur certains aspects de cette expérience.

1. *Influence de la largeur de la source.* — Si la source utilisée est une fente (ou l'image d'une fente) de largeur finie 2ε, de brillance uniforme, l'éclairement des franges d'interférence au point M varie proportionnellement à

$$2\varepsilon\left[1+\frac{\sin 2\beta\varepsilon}{2\beta\varepsilon}\cos 2\alpha y\right] \qquad (1)$$

avec les conventions

$$\alpha=\frac{\pi}{\lambda}\,\frac{2l}{a+b},\qquad \beta=\alpha\frac{b}{a}.$$

Cette expression se démontre comme en Optique [3]. Elle ne tient pas compte de la modulation des franges d'interférence par les franges de diffraction.

Si $\beta\varepsilon$ croît à partir de zéro, soit par élargissement de la source, soit par

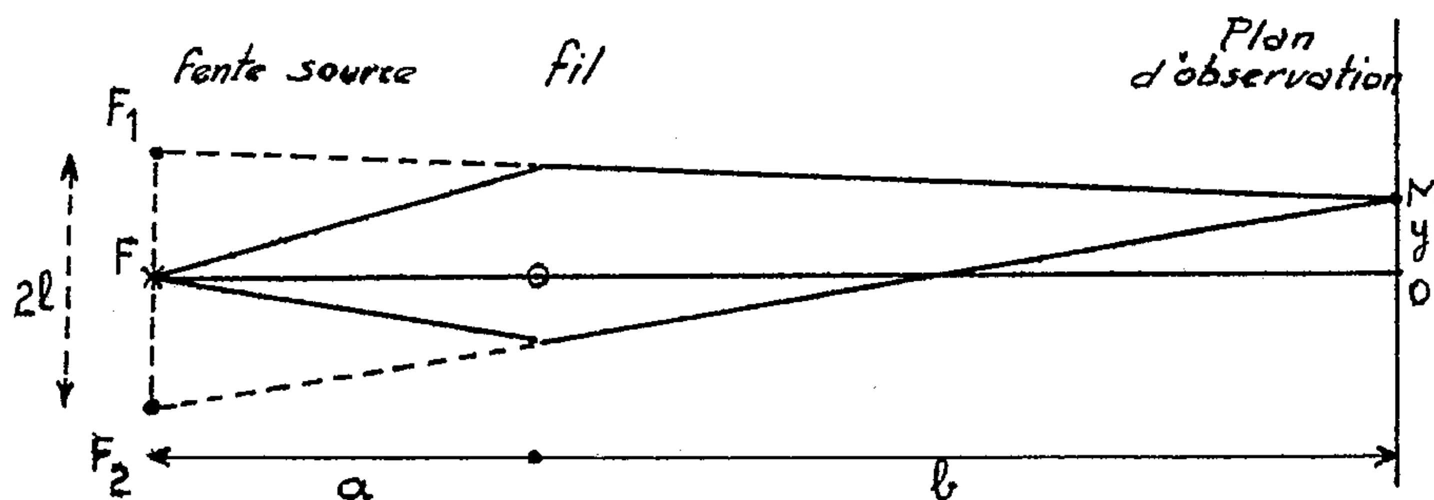


Fig. 1.

augmentation de la distance $F_1F_2=2l$, c'est-à-dire du potentiel appliqué au fil, les franges disparaissent chaque fois que $2\beta\varepsilon=n\pi$ ($n=1, 2, 3, \ldots$). Le passage par chacune de ces valeurs entraîne une inversion du contraste : la frange centrale est brillante ou sombre suivant que $\sin 2\beta\varepsilon$ est positif ou négatif.

En Optique, le phénomène s'observe aisément en élargissant progressivement la fente source. En Optique électronique, il est commode de faire varier le potentiel appliqué au biprisme. En choisissant une fente source suffisamment

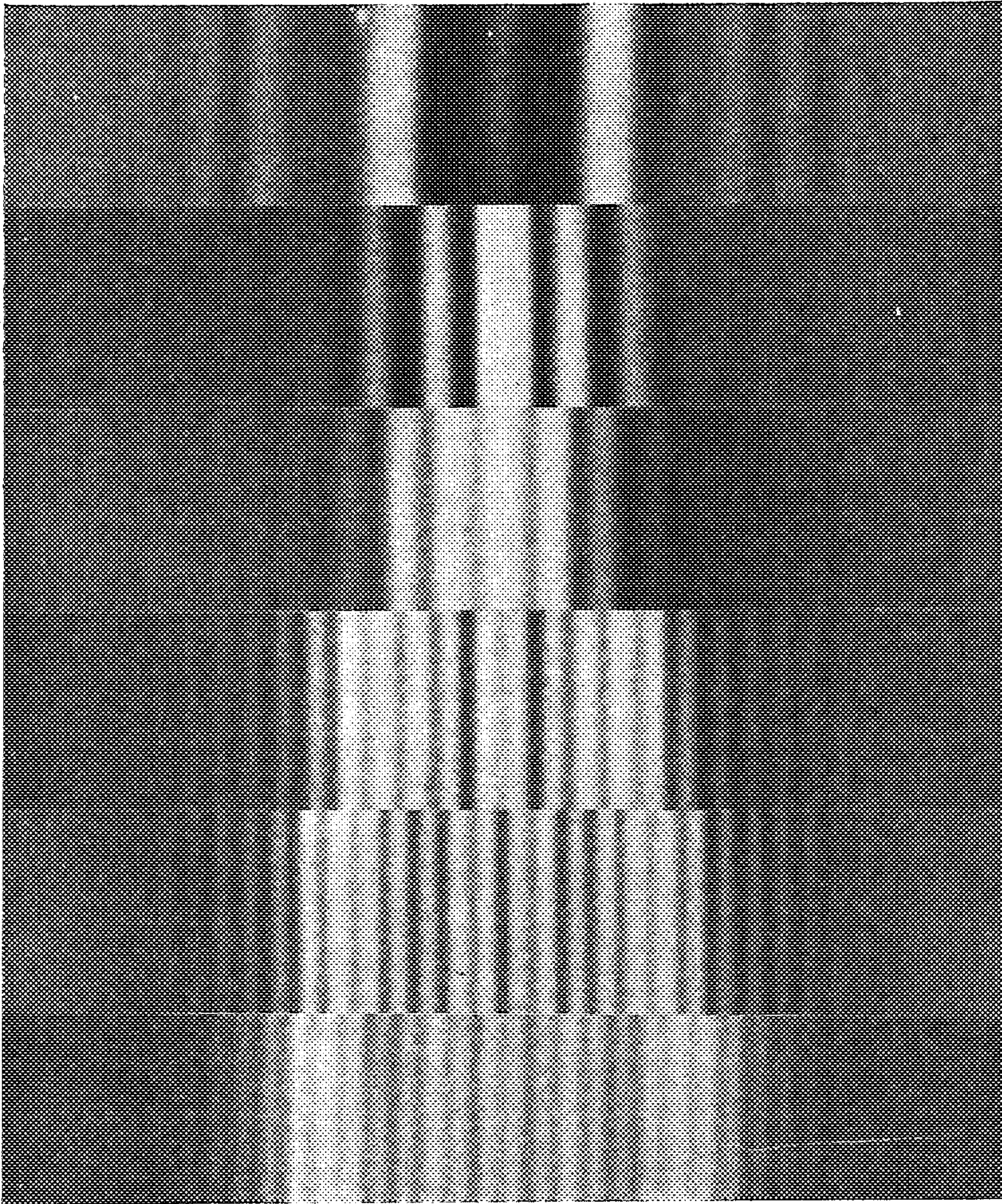


Fig. 2.

large, il est facile de voir sur l'écran, et de photographier, plusieurs disparitions et réapparitions de franges. La figure 2 montre les premières phases du phénomène. Elle met bien en évidence la première inversion du contraste.

Il est intéressant de calculer le nombre N_n de franges d'interférences dans la

zone commune aux deux faisceaux (calculée sans tenir compte de la diffraction), au voisinage de chaque disparition de franges.

On trouve

$$N_n = \frac{a(a+b)\lambda}{(2\varepsilon)^2 b} n^2.$$

L'expérience confirme bien, quantitativement, ces expressions. Le même phénomène explique la frange centrale *sombre* observée pour d'autres expériences d'interférences, et, par exemple, dans l'expérience des trous de Young ([1]), ([2]).

2. *Effet d'une tension périodique appliquée au fil du biprisme.* — Superposons une différence de potentiel périodique à la différence de potentiel constante établie entre le fil du biprisme et la masse de l'appareil. La distance $2l$ des images F_1, F_2 varie périodiquement.

Si le potentiel périodique est une tension carrée, la figure d'interférence résulte de la superposition de deux systèmes de franges correspondant à deux valeurs $2l_1$, $2l_2$ de F_1F_2, donc à deux valeurs différentes de l'interfrange. Il apparaît des zones de concordance et de discordance des franges.

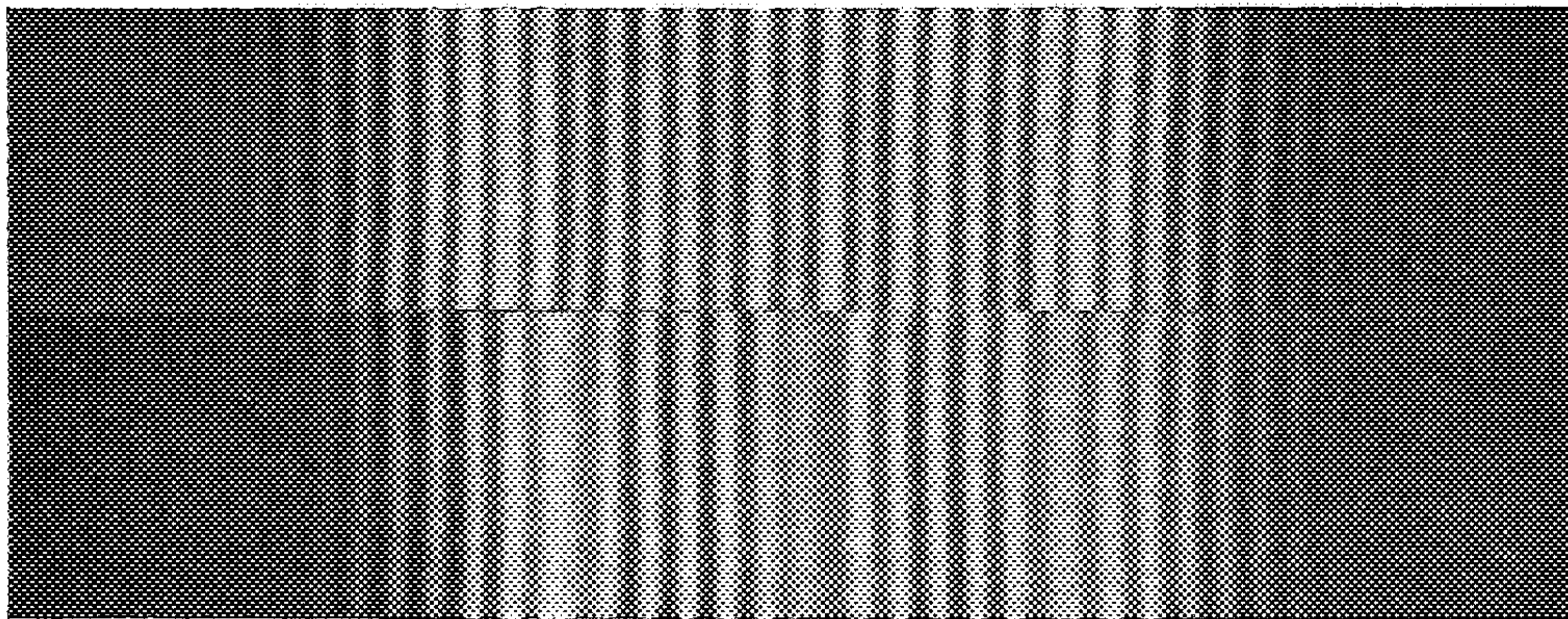


Fig. 3.

On notera, sur la figure 3, que la frange centrale ne correspond pas à une zone de concordance. L'observation du phénomène à très basse fréquence montre aisément que ce résultat est dû au fait que le changement de potentiel du fil se traduit à la fois par une variation d'interfrange et *une légère déflection*, aisée à expliquer, *qui entraîne un déplacement du système de franges*. Cette remarque montre qu'une telle expérience ne permet pas de repérer la frange centrale.

D'autre cas peuvent être envisagés. Nous ne citerons qu'un deuxième exemple parce qu'il rappelle une expérience de l'optique classique : si le potentiel périodique est une tension triangle, la répartition de l'éclairement

est la même que celle qui est observée, en optique, dans l'expérience des miroirs de Lloyd lorsque'on élargit la source; l'éclairement des franges au point M varie proportionnellement à

$$1 + \frac{\sin 2\alpha \frac{\Delta}{l} y}{2\alpha \frac{\Delta}{l} y} \cos 2\alpha y,$$

$2l$ représentant la valeur moyenne de $F_1 F_2$, qui oscille entre $2l \pm \Delta$.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2028.

(2) J. Faget et Ch. Fert, *Cahiers de Physique*, 11, 1957, p. 285.

(3) *Voir* par exemple H. Bouasse, *Interférences*, Delagrave, Paris.

SPECTROSCOPIE ULTRA-HERTZIENNE. — *Mesures d'absorption des microondes par des mélanges gazeux binaires.* Note (*) de MM. **Georges Boudouris** et **Demetre Ilias**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'absorption par l'éthylamine pure est $\alpha = 2,8.10^{-3}$ *np/m* à $p = 100$ mm Hg (9300 Mc/s, 0°C). La pente de la courbe d'absorption en échelles log-log varie de 0,8 à 1 lorsque la pression varie de 20 à 300 mm Hg. Toutes les courbes $NH_3 + NH_2C_2H_5$ passent par le point $p = 58$ mm Hg. En vue d'une interprétation théorique, les mélanges $NH_2C_2H_5 + A$ ont été également étudiés.

Les mesures ont été effectuées avec un spectromètre à cavités dont il a été question dans une Note précédente (1).

Les résultats des mesures sur l'absorption des mélanges $NH_3 + NH_2C_2H_5$ et $NH_2C_2H_5 + A$ en fonction de la pression et avec le titre du mélange comme paramètre, sont indiqués sur la figure 1 (à 9300 Mc/s et 0°C). Bien que l'absorption par l'ammoniac pur (à 99,9 %) se représente en échelle log-log par une courbe qui est presque une droite de pente voisine de 2, la courbure est plus marquée pour l'éthylamine pure : pente de 0,8 autour de 20 mm Hg, de 1 autour de 200 mm Hg (l'absorption étant $\alpha = 2,8.10^{-3}$ *np/m* à $p = 100$ mm Hg). On constate que les courbes d'absorption de tous les mélanges $NH_3 + NH_2C_2H_5$ passent par un point d'intersection remarquable bien déterminé (à $p = 58$ mm Hg) et que l'absorption par les mélanges $NH_2C_2H_5 + A$ tend bien vers la courbe mesurée $NH_2C_2H_5$ lorqu'on augmente progressivement la concentration en éthylamine. Ces faits constituent une indication sur la bonne précision des mesures. Citons pourtant que Battaglia, Bruin et Gozzini (2) trouvent, dans les mêmes conditions, une absorption nettement supérieure pour l'éthylamine pure, la pente restant toujours voisine de l'unité, tandis que Hershberger (3) qui a travaillé dans des conditions bien différentes avec un spectromètre à guides d'ondes dont la sensibilité ne dépassait pas 5.10^{-3} *np/m*,

trouve (à 24 000 Mc/s, à une atmosphère de pression et à la température ambiante) $\alpha_{NH_3} = 780 . 10^{-3}$ *np/m* et $\alpha_{NH_2C_2H_5} = 110 . 10^{-3}$ *np/m*. Il n'y a pas à notre

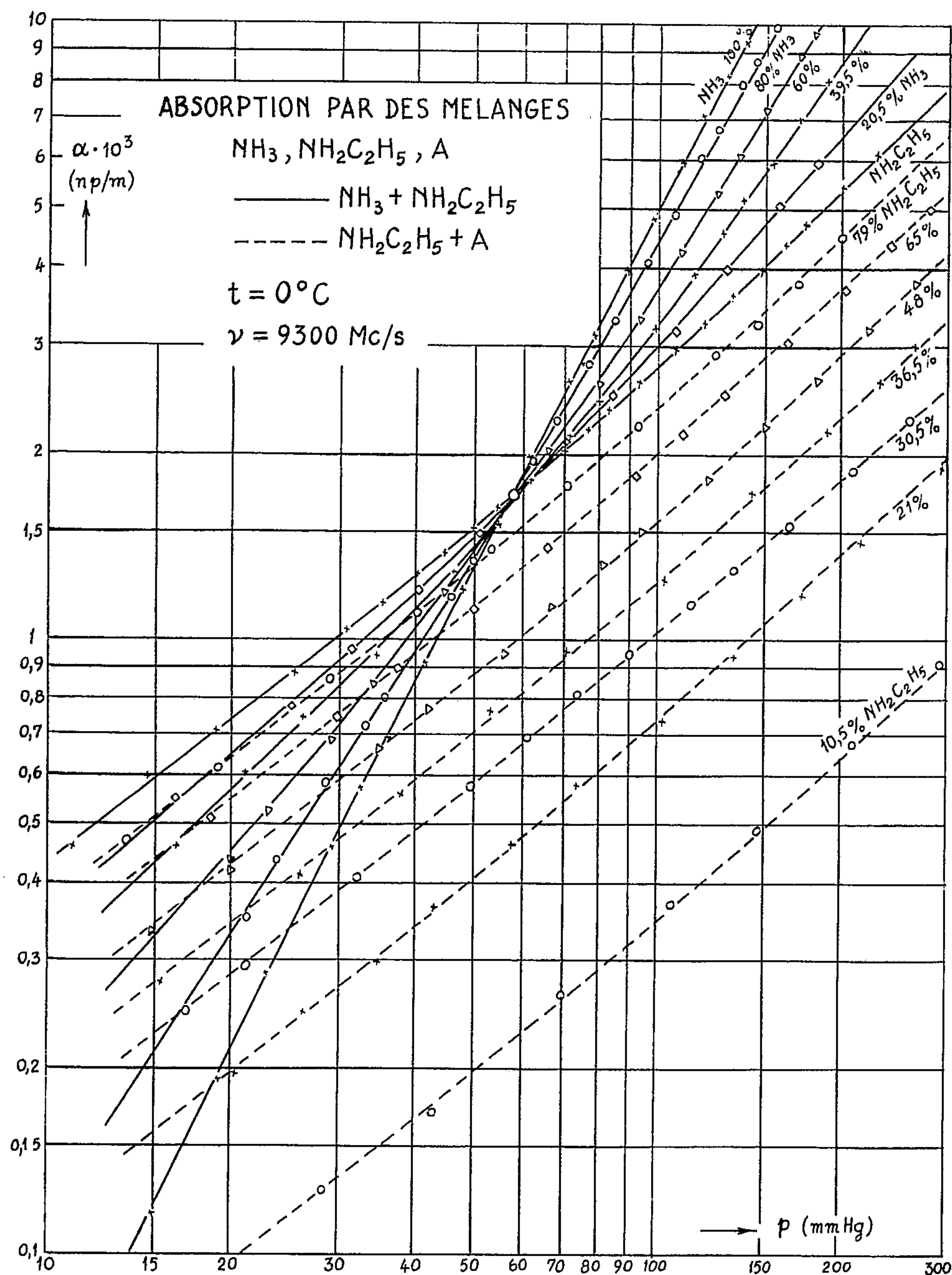


Fig. 1. — Absorption par les mélanges $NH_3 + NH_2C_2H_5$ et $NH_2C_2H_5 + A$ en fonction de la pression.

connaissance de mesures sur l'absorption de l'éthylamine à l'état de mélanges. L'absorption des microondes par les amines et surtout par des mélanges de gaz

fort absorbants et à pression « élevée » étant peu connue jusqu'ici, une comparaison plus poussée de nos résultats avec ceux d'autres auteurs devient difficile.

Le fait que les pentes relatives à l'ammoniac pur et à l'éthylamine pure sont bien différentes (rapport de l'ordre de 2 : 1) apparaît mieux sur la figure 2, où

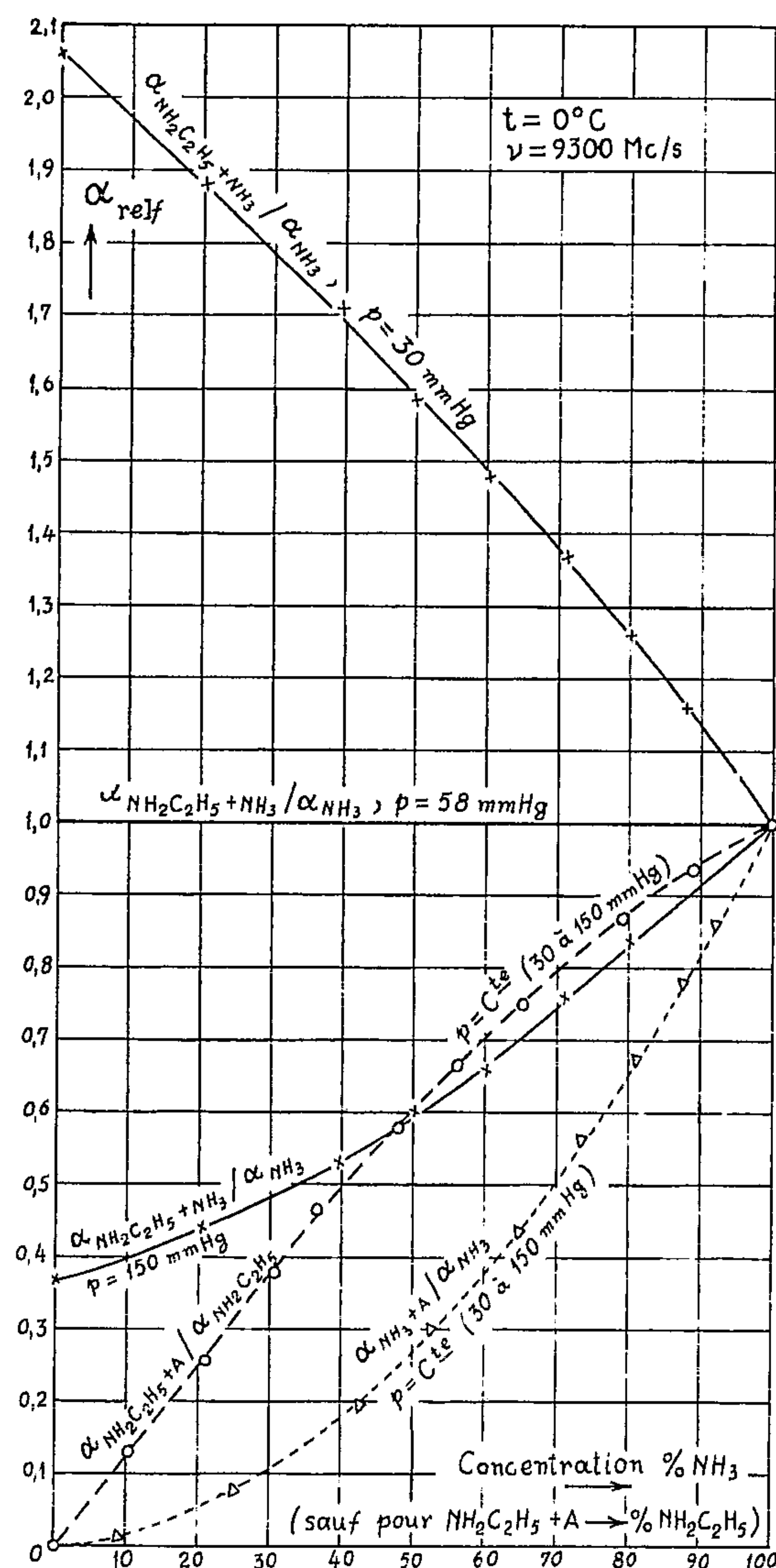


Fig. 2. — Absorption relative par des mélanges gazeux binaires.

l'on a tracé quelques courbes de l'absorption relative en fonction de la concentration et à pression constante : les courbes $NH_3+NH_2C_2H_5$ à 30, 58 et 150 mm Hg sont bien différentes l'une de l'autre. La courbe $NH_2C_2H_5+A$ est au contraire unique entre 30 et 150 mm Hg environ, les courbes d'absorption en fonction de la pression (*fig.* 1) étant pratiquement parallèles. Il en est de

même pour la courbe $NH_3 + A$ qui est reportée ici ([1]) pour compléter le cycle de combinaisons par deux des trois gaz en question.

On pourrait penser donner de ces courbes une interprétation analogue à celle exposée dans ([1]). La difficulté vient du fait que l'absorption de l'éthylamine pure est plutôt une fonction linéaire de la pression qu'une fonction quadratique. On devrait donc chercher à voir comment la formule d'absorption de Van Vleck-Weisskopf et l'expression de la demi-largeur de la raie d'absorption pourraient s'adapter à un tel type d'absorption et, par là, en suivant un calcul analogue à celui exposé dans ([1]), exprimer analytiquement les courbes de la figure 2. La comparaison avec l'expérience (éventuellement complétée par d'autres mesures) pourrait aboutir au calcul des sections efficaces des molécules des divers gaz considérés et, plus encore, donner des indications sur la validité des différentes théories de l'absorption des microondes dans le domaine des pressions « élevées ».

(*) Séance du 24 février 1958.

([1]) G. Boudouris et D. Ilias, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 730.

([2]) A. Battaglia, F. Bruin et A. Gozzini, *Absorption of several gases in the microwave region* (à paraître dans *Nuovo Cimento*).

([3]) W. D. Hershberger, *J. App. Phys.*, 17, 1946, p. 495.

(Laboratoire de Physique de l'Atmosphère, Faculté des Sciences, Paris.)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Spectre des neutrons émis lors de la réaction* $(n, 2n)$ *par* ^{55}Mn, ^{127}I *et* ^{181}Ta. Note (*) de MM. **Ernst Remy** et **Klaus Winter**, présentée par M. Francis Perrin.

Les spectres des neutrons émis lors de la réaction $(n, 2n)$ par Mn, I et Ta ont été mesurés par la méthode de temps de vol. Des groupes de neutrons entre 1,0 et 1,3 MeV, dus à la réaction $(n, 2n)$, sont résolus.

Le sélecteur de temps de vol de neutrons rapides du Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire du Collège de France ([1]), ([2]) a été utilisé pour mesurer l'énergie des neutrons émis lors de la réaction $(n, 2\,n)$. La résolution totale en temps de ce dispositif était de 4 mμs pour des neutrons de 14 MeV; elle se composait de l'incertitude sur le temps zéro, instant de la détection d'une particule α associée à un neutron de 14 MeV dans la réaction $T(d, n)He^4$, de l'incertitude sur le parcours en vol et des fluctuations du temps de transit des photoélectrons dans les photomultiplicateurs. Le parcours pour la mesure du temps de vol était de 50 cm.

Les spectres enregistrés sont représentés par les figures 1, 2 et 3. Le spectre du bruit de fond dû aux coïncidences fortuites, établi au moyen de deux sources de rayonnement γ indépendantes avec une statistique 15 fois

meilleure que celles des spectres mesurés, et normalisé au flux total de neutrons, est déjà soustrait. Les spectres ne sont pas corrigés pour l'efficacité du détecteur de neutrons.

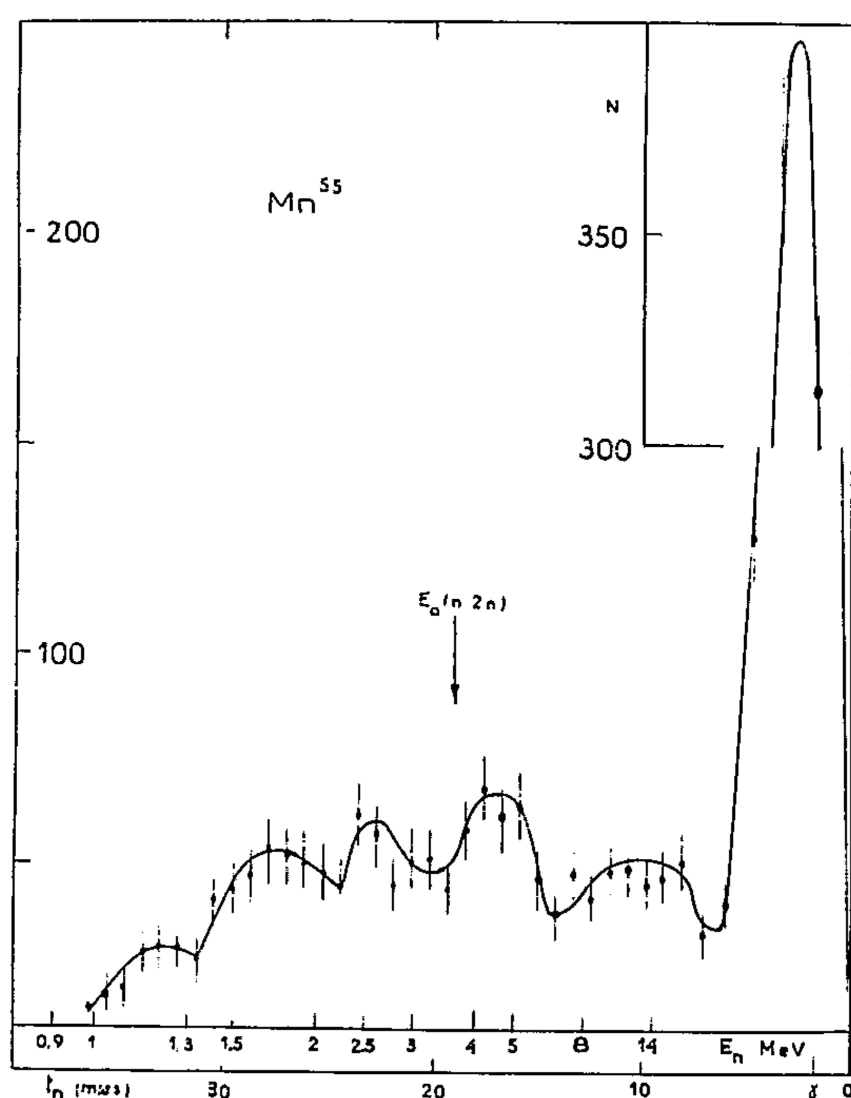


Fig. 1.

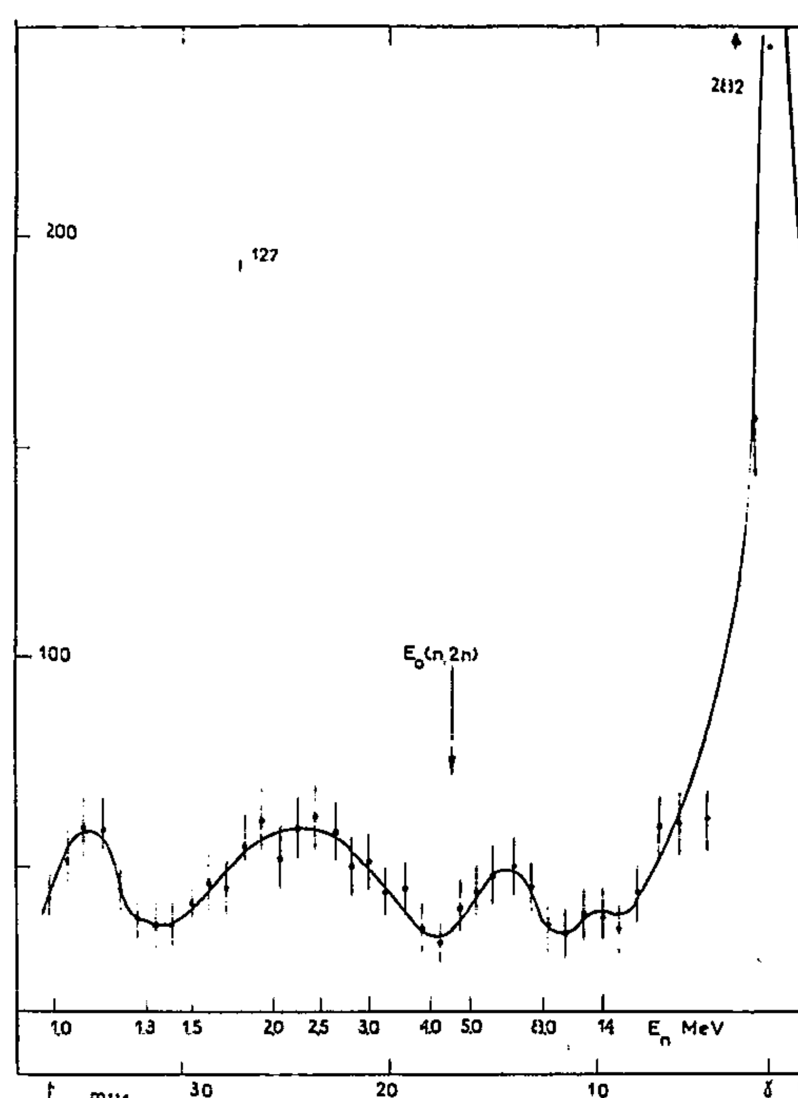


Fig. 2.

Fig. 1, 2 et 3. — Spectres des neutrons émis par ^{55}Mn, ^{127}I et ^{181}Ta. $E_0(n, 2n)$ désigne l'énergie maximale des neutrons émis lors de la réaction $(n, 2n)$.

La figure 4 montre un schéma des réactions, qui sont en compétition avec la réaction $(n, 2n)$ pour ^{127}I. Les seuils pour les réactions $(n, 2n)$ et (n, pn) sont de 9,5 MeV et de 7,2 MeV respectivement. Nous admettrons que la compétition de l'émission de rayonnement γ, dont la probabilité relative est de l'ordre de $e^2/\hbar c$, est négligeable, si une deuxième particule peut être émise. La compétition entre les deux branches du noyau composé est donnée par le rapport des probabilités pour l'émission d'un proton et celle d'un neutron. Ce rapport est de 4.10^{-3} pour des énergies du proton et du neutron qui permettraient l'émission ultérieure d'un neutron de 1,3 MeV dans les deux branches. La branche conduisant à la réaction $(n, 2n)$ est donc favorisée.

Dans le spectre des neutrons émis par ^{127}I (*fig.* 2) nous trouvons un groupe faible à 14 MeV, dû à la diffusion élastique, un groupe entre 4 et 8 MeV, dû à la diffusion inélastique, un groupe entre 1,3 et 4 MeV, dû à la diffusion inélastique et à la réaction $(n, 2n)$ et un groupe entre 1,0 et 1,3 MeV. Ce dernier groupe ne peut pas être interprété par une diffu-

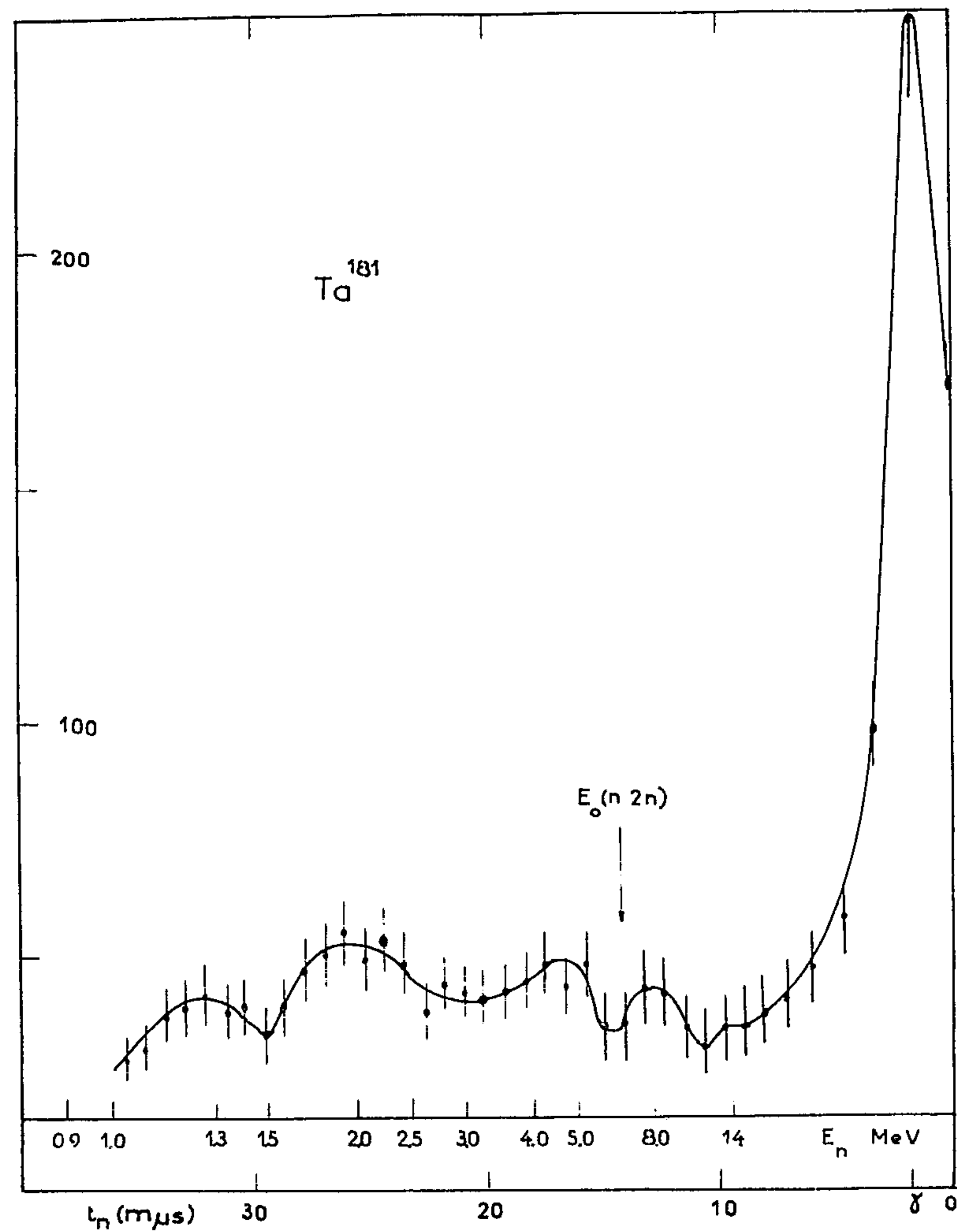


Fig. 3.

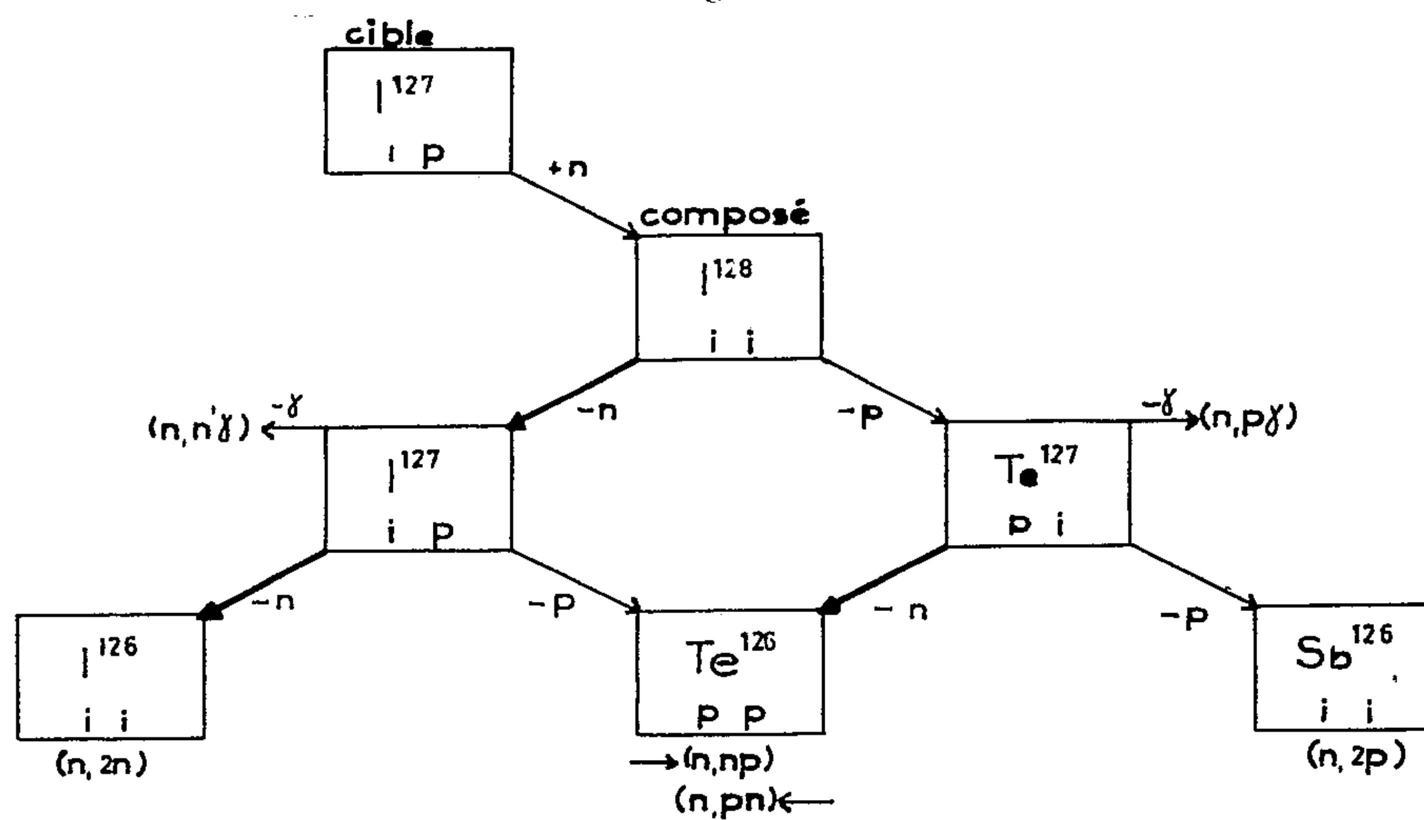


Fig. 4. — Schéma des réactions en compétition avec la réaction $(n, 2n)$ dans le cas de ^{127}I. Les flèches renforcées désignent les particules qui peuvent apparaître dans cette expérience. Les lettres i et p se réfèrent à des nombres impair et pair de protons et de neutrons.

sion inélastique; car la densité de niveaux est une fonction croissante de l'énergie d'excitation ([3]). Nous attribuons ce groupe à la réaction (n, 2 n). Les deux neutrons de cette réaction peuvent être émis successivement ou simultanément. Dans le dernier cas le spectre devrait montrer une seule distribution continue d'énergie entre 0 et 4,6 MeV. Il semble donc que l'émission des neutrons lors de la réaction (n, 2 n) s'effectue, au moins en partie, successivement.

(*) Séance du 3 février 1958.

([1]) E. Remy et K. Winter, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, 112 A.

([2]) E. Remy et K. Winter, *J. Phys. Rad.*, 1958 (sous presse).

([3]) P. C. Gugelot, *Phys. Rev.*, 93, 1954, p. 425.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Les possibilités de la monochromatisation multiple appliquée à la séparation électromagnétique des isotopes.* Note (*) de M. Charles Cassignol, transmise par M. Francis Perrin.

Une théorie de la contagion isotopique suggérée principalement par l'expérimentation d'un dispositif de monochromatisation double électrostatique, donne par application numérique à d'autres systèmes de monochromatisation multiple des valeurs d'enrichissement isotopique qui dépassent de plusieurs ordres de grandeur les meilleures valeurs obtenues à ce jour.

La mise en pratique de la monochromatisation double, avec un deuxième étage électrostatique ([1]), outre qu'elle a permis de gagner un bon ordre de grandeur sur les coefficients d'enrichissement donnés par le Séparateur d'isotopes de Saclay, nous a permis de jeter quelque lumière sur les mécanismes responsables de la contagion isotopique. Le Séparateur de Saclay ([2]) est un secteur symétrique à champ uniforme d'angle 60°, travaillant sur un rayon de 50 cm. Il apparaît que le mécanisme de la contagion est différent dans ce type d'appareil et dans le type à 180°, dit calutron ([3]). L'analyse qui va suivre se rapporte exclusivement aux secteurs symétriques à champ uniforme.

Notre théorie de la contagion dont quelques éléments ont été publiés par ailleurs ([4]), est fondée sur les résultats de l'expérimentation faite à Saclay sur notre dispositif de monochromatisation double. Elle s'appuie également sur certaines publications assez récentes dans la bibliographie soviétique ([5]).

La contagion isotopique dans sa quasi-totalité est due à la diffusion des faisceaux ioniques accélérés sur le gaz résiduel de la chambre de séparation. D'une façon générale, les angles de diffusion sont petits et les variations d'énergie et de vitesse de la particule rapide sont négligeables. Dans le domaine d'énergie qui est celui des séparateurs d'isotopes (25

à 50 keV), le type le plus fréquent de collision (pour un ion à charge unique) est la capture électronique ou neutralisation, mais on observe aussi la perte d'un ou plusieurs électrons (stripping). On observe également des collisions binaires sans variation de charge pour la particule rapide.

Dans un appareil à secteur magnétique unique, tous ces mécanismes concourent à la contagion isotopique; les collisions avec variation de charge sont efficaces seulement dans la deuxième partie rectiligne des trajectoires, après traversée du champ magnétique, les collisions sans échange de charge sont efficaces sur toute la longueur du parcours.

Ce schéma général n'a pas encore pu recevoir de vérification directe à l'échelle microscopique. Cependant, les résultats déjà obtenus à l'échelle macroscopique, ainsi que l'exploitation des données de la bibliographie, nous le rendent suffisamment vraisemblable pour permettre l'extrapolation qui suit.

Si l'on emploie un étage dispersif supplémentaire, deux cas sont à considérer. Si cet étage est purement électrostatique (comme pour le Séparateur de Saclay), c'est-à-dire si l'on emploie un filtre d'énergie, la contagion par échange de charge sera supprimée, mais on ne pourra, quelle que soit la finesse de l'analyseur, éliminer la contagion due à la diffusion sans échange de charge qui s'effectue sans variation d'énergie. C'est là l'origine de la contagion résiduelle observée par nous. Si le deuxième étage est magnétique, c'est-à-dire si c'est un filtre de quantité de mouvement, la contagion par échange de charge est pareillement éliminée, mais la contagion sans échange de charge est redispersée par le champ magnétique comme le serait un faisceau primaire de même énergie, et la contagion résiduelle est plus faible que précédemment.

Soit a_1 le facteur d'enrichissement pour un nuclide donné, par rapport à un nuclide isotope, que donne un séparateur à secteur. Ce facteur, pour un couple de nuclides donné et un résiduel de composition donnée, dépend de la valeur absolue de la pression résiduelle. Soit $a_1\,b$ le facteur d'enrichissement dans les mêmes conditions quand le secteur magnétique est suivi d'un analyseur électrostatique; b paraît peu susceptible de varier beaucoup en fonction de a_1.

Soit a_2 le facteur d'enrichissement d'un autre étage magnétique pour le même couple de nuclides. D'après l'analyse précédente, on peut voir que, si l'on dispose en cascade les deux secteurs magnétiques, l'enrichissement obtenu est $a_1\,b\,a_2$. La présence d'un analyseur électrostatique entre les deux étages magnétiques ne modifie pas le résultat, mais si cet analyseur est mis après le deuxième étage magnétique, on gagne encore le facteur b, correspondant à l'élimination de la contagion par échange de charge dans le deuxième étage en sorte que le facteur d'enrichissement global est $a_1\,a_2\,b^2$.

Faisons une application numérique. Dans notre séparation expérimentale d'uranium 235 décrite dans la référence (1), on avait $a_1 = 20$, par rapport à l'uranium 238. La valeur de l'enrichissement atteinte après double monochromatisation électrostatique était un peu supérieure à 500, ce qui donne $b = 25$. Deux étages magnétiques en cascade, avec $a_1 = a_2$ donneraient un enrichissement de 10 000. Avec un étage électrostatique supplémentaire en queue on aurait 250 000.

La valeur $a_1 = 20$ correspond à une performance très médiocre obtenue sous une pression de fonctionnement beaucoup trop forte, avec un appareil conçu et réalisé pour les masses moyennes. Les meilleures machines modernes pour éléments lourds travaillant dans les meilleures conditions, ont des facteurs « a » de l'ordre de 1 000. On voit les avantages de la monochromatisation multiple.

Si au lieu de machines de performances moyennes, on accouple deux machines de haute performance, de nouvelles perspectives sont ouvertes. Par exemple, si l'on accouple deux séparateurs dont le facteur « a » est égal à 1 000, on aura un coefficient d'enrichissement de 25 000 000. Si l'on dispose en queue un analyseur électrostatique, la valeur du coefficient montera à 625 000 000.

Le tableau suivant donne, en fonction des divers coefficients d'enrichissement précédemment déterminés, les pourcentages d'uranium 235 dans le mélange ^{235}U et ^{238}U (on fait abstraction de l'isotope 234).

Coefficient d'enrichissement	1	20	500	1 000	10 000	250 000	25 000 000	625 000 000
Pourcentage isotopique	0,7	10,5	78	87	98,6	99,943	99,99943	99,99998

Quelques commentaires sont maintenant nécessaires.

Naturellement, toute l'analyse qui précède n'est valable que si l'idée de base de la monochromatisation multiple est respectée, c'est-à-dire si on s'interdit de collecter plus d'un isotope à la fois.

Nous n'avons pas tenu compte des causes secondaires de contagion. Quelle qu'en soit l'origine, la contagion correspondante est affaiblie par les dispersions successives ou peut être spécifiquement palliée. Les résultats ci-dessus restent donc valables, au moins comme ordre de grandeur.

L'allongement des trajectoires provenant de la multiplicité des étages entraîne une perte d'intensité importante, due pour une faible part à la diffusion dans le résiduel, pour une grande part à l'expansion des faisceaux ioniques dans le sens du champ magnétique, celle-ci due à la valeur toujours assez élevée (quelques électron-volts) de la température ionique dans la source. Des palliatifs peuvent être trouvés mais il vaut mieux envisager l'emploi d'appareils stigmatiques, à indice de champ magnétique non

nul, qui ne présenteront pas ce défaut. Bien plus, on pourra alors profiter des avantages spécifiques des champs à indice non nul qui sont l'accroissement de la résolution unitaire (6) et un alignement des étages moins critique que dans le cas des appareils à champ uniforme.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) CASSIGNOL, *J. Phys. Rad.*, Supplément n° 11, novembre 1956, p. 113 A.

(2) BERNAS, *Thèse*, Paris, 1954; *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 34.

(3) M. L. SMITH, *Progress in Nuclear Physics*, 6, 1957, p. 162.

(4) CASSIGNOL, *Comptes rendus de la Conférence internationale sur la séparation des isotopes*, Amsterdam, 1957 (sous presse).

(5) FEDORENKO, Plusieurs publications résumées dans les *Rendiconti del terzo congresso internazionale sui fenomeni d'ionizzazione nei gas*, Venise, 1957, p. 295.

(6) BRUCK, *Electromagnetically enriched isotopes and mass spectrometry*, M. L. Smith, Harwell, 1955, p. 238.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Influence de la température sur la réaction oxyde de nickel-anhydride molybdique*. Note (*) de MM. **Alain Silvent** et **Yves Trambouze**, présentée par M. Paul Pascal.

Les molybdates des métaux de transition sont couramment employés comme masses de contact dans un certain nombre de traitements des pétroles. Ils peuvent se préparer, soit par voie humide, soit par voie sèche. Le molybdate de nickel obtenu par coprécipitation des deux hydroxydes a déjà été étudié dans notre laboratoire (1), la présente Note se rapporte à sa préparation par voie sèche.

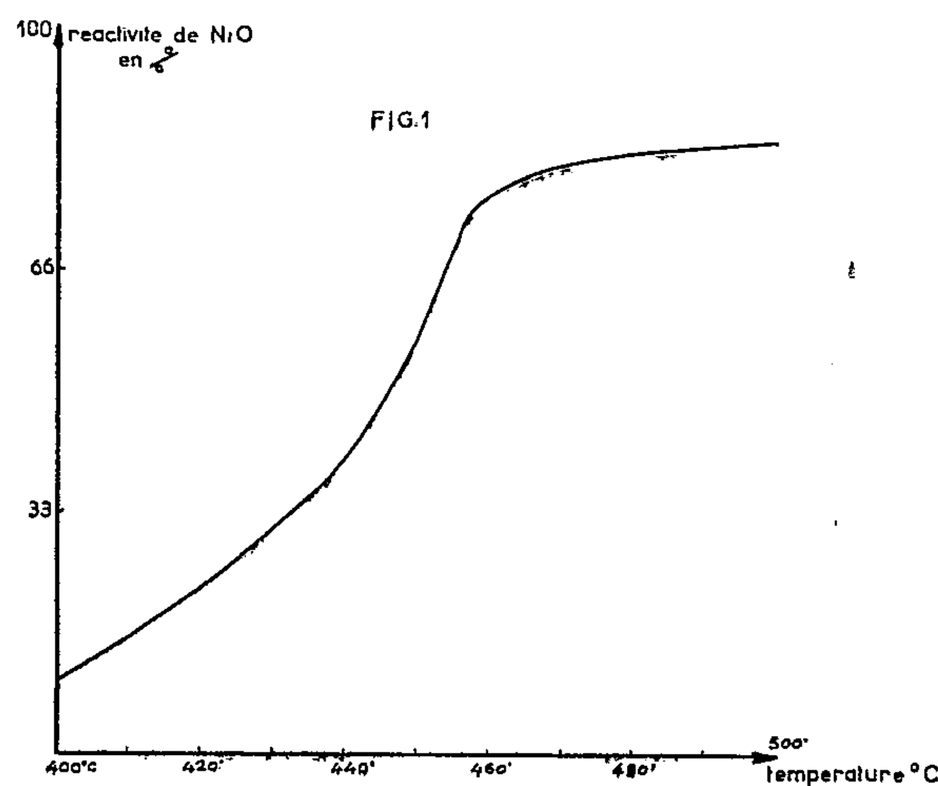
L'oxyde de nickel utilisé est préparé par déshydratation à 500° C sous la pression atmosphérique, d'un hydroxyde obtenu par la méthode de Merlin-Teichner (2) : le nitrate de nickel est dissous dans l'eau, puis complexé dans l'ammoniaque; la solution bleue obtenue est chauffée à l'ébullition jusqu'à ce qu'il ne reste plus d'ammoniac; on a ainsi un précipité d'hydroxyde pur. Le produit déshydraté est un oxyde noir dont la surface spécifique, mesurée par la méthode B. E. T. (3) est de 35 m^2/g. L'anhydride molybdique est élaboré par calcination à 560° C du paramolybdate d'ammonium dans une atmosphère légèrement oxydante pour éviter la formation de l'oxyde bleu. L'anhydride ainsi préparé a une surface spécifique très faible.

Les deux produits sont mélangés en proportions équimoléculaires, finement broyés (grains de l'ordre de 1 μ), puis chauffés pendant 48 h à différentes températures comprises entre 400 et 500° C. En effet, des études préalables nous ont montré que la quantité de molybdate formée en fonction du temps et à une température donnée atteint une valeur

sensiblement constante au bout de deux jours. D'autre part, le taux de transformation ne devient sensible qu'à partir de 400° C. Une étude par diffraction de rayons X sur les produits obtenus confirme la formation du composé MoO_4Ni.

Le point le plus délicat de cette étude est la détermination de la fraction d'oxyde de nickel combiné. Après différents essais, nous avons adopté la méthode suivante : le produit obtenu après chauffage, qui est un mélange des oxydes de nickel et de molybdène, avec un molybdate de nickel, est broyé, puis traité à l'ébullition par de l'ammoniaque concentrée. Au bout de 30 à 40 mn, l'anhydride molybdique est dissous, le molybdate décomposé et le nickel combiné complexé; l'oxyde de nickel qui n'a pas réagi reste intact et peut être pesé après lavage et séchage. Le nickel complexé, donc celui qui était combiné sous forme de molybdate, est dosé gravimétriquement par la diméthylglyoxime. Nous avons ainsi deux résultats dont la somme doit être égale à la quantité initiale de nickel employé, ce qui se vérifie à 2 % près.

Les résultats obtenus sont représentés par la courbe de la figure 1 où nous avons porté, en abscisse, les températures en degrés centigrades, en ordonnée, la réactivité des oxydes exprimée par le pour-cent de NiO combiné.



On observe nettement un point d'inflexion avec une augmentation brutale de la réactivité entre 440 et 450° C. Or, l'un de nous ([4]) a mis en évidence la présence d'une transformation d'ordre supérieur lorsqu'on chauffe l'anhydride molybdique ou les molybdates. Cette transformation est justement située vers 450° C et a été expliquée par un réarrangement dans la structure de l'oxyde molybdique. Il est normal de penser que cette réorganisation est favorable aux réactions de l'état solide puisqu'elle doit

se traduire par une plus grande mobilité des ions. L'influence des points de transformation sur la réactivité des oxydes a d'ailleurs déjà été étudiée, en particulier par Forestier et Lille ([5]) dans la formation des ferrites, et par Nury ([6]) dans les réactions gaz-solides et gaz-liquides.

Enfin, nous avons déterminé l'énergie d'activation de la réaction



$$MoO_3 + NiO \rightarrow MoO_4Ni$$

qui est égale à 16 kcal.

([1]) Y. TRAMBOUZE et Y. COLLEUILLE, *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 898 et 1950 p. 320,.
([2]) R. MERLIN et S. TEICHNER, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1892.
([3]) BRUNAUER, EMMETT et TELLER, *J. Amer. Chem. Soc.*, 60, 1938, p. 309.
([4]) Y. TRAMBOUZE, Y. COLLEUILLE et TRAN HUU THE, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 497.
([5]) H. FORESTIER et R. LILLE, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 265 et 1254; 205, 1957, p. 848.
([6]) G. NURY, *Thèse*, Strasbourg, 1954.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Comparaison par spectroscopie infrarouge des effets de solvants sur les fréquences de valence de quelques vibrateurs* X—H *et* X—D. Note de Mlle **MARIE-LOUISE JOSIEN**, MM. **JEAN LASCOMBE** et **JEAN-PIERRE LEICKNAM**, présentée par M. Paul Pascal.

La spectroscopie infrarouge permet l'étude des complexes formés par liaison hydrogène ([1]), ([2]). Il a paru intéressant d'entreprendre une étude similaire en substituant des donneurs de deutérons aux donneurs de protons.

Dans ce premier travail, les fréquences de vibrations de valence ν_{OD}, ν_{ClD} et ν_{ND} des molécules C_6H_5OD, ClD et C_4H_5ND ont été mesurées à l'état gazeux et à l'état très dilué dans divers solvants. Dans le tableau ci-dessous, outre les valeurs des fréquences ν_{XD} et celles des fréquences ν_{XH} des composés légers correspondants, sont portés les abaissements relatifs de fréquences par rapport à l'état gazeux :

$$\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_g}\right)_{X-D} = \left(\frac{\nu_{gaz} - \nu_{solution}}{\nu_{gaz}}\right)_{X-D} \quad \text{et} \quad \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_g}\right)_{X-H} = \left(\frac{\nu_{gaz} - \nu_{solution}}{\nu_{gaz}}\right)_{X-H}.$$

On peut supposer que la grandeur $\Delta\nu/\nu_g$ est indépendante de la masse réduite du vibrateur et ne dépend que du potentiel de la liaison et du potentiel perturbateur créé par les molécules du solvant ([3]). En première approximation, on admet que les potentiels de liaison XH et XD sont identiques; il est donc intéressant de comparer les abaissements relatifs $(\Delta\nu/\nu_g)_{X-D}$ et $(\Delta\nu/\nu_g)_{X-H}$.

Dans chaque solvant inerte, on observe que pour tous les solutés étudiés, ces abaissements relatifs sont identiques aux erreurs expérimentales près; il n'y a pas d'effet isotopique appréciable sur le potentiel perturbateur.

	Phénol ν_{OD}. ν_{OH} [a].	Acide chlorhydrique ν_{ClD}. ν_{ClH} [b].	Pyrrole ν_{ND}. ν_{NH} [c].	Phénol $\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_g}\right)_{OD}.10^3$. $\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_g}\right)_{OH}.10^3$.	Acide chlorhydrique $\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_g}\right)_{ClD}.10^3$. $\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_g}\right)_{ClH}.10^3$.	Pyrrole $\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_g}\right)_{ND}.10^3$. $\left(\frac{\Delta\nu}{\nu_g}\right)_{NH}.10^3$.
Gaz	2700 ± 3	2091 [d]	2612 ± 3	–	–	–
	3654 ± 3	2886 [e]	3530 ± 3	–	–	–
Solvants inertes.						
CCl_4	2669 ± 2	2052 ± 2	2589 ± 2	11,5 ± 1,9	19,1 ± 1,0	8,8 ± 1,9
	3612 ± 3	2831 ± 4	3494 ± 3	11,7 ± 1,6	19,0 ± 1,4	9,6 ± 1,7
Hexane	2676 ± 3	–	–	9,0 ± 2,0	–	–
	3622 ± 3	–	–	9,0 ± 1,6	–	–
CS_2	2656 ± 2	–	2581 ± 2	16,3 ± 1,9	–	11,9 ± 1,9
	3592 ± 3	–	3481 ± 3	17,2 ± 1,6	–	13,9 ± 1,7
Solvants accepteurs de protons.						
C_6H_5Cl	2644 ± 2	2021 ± 2	–	21,2 ± 1,9	33,4 ± 1,04	–
	3578 ± 3	2779 ± 4	–	21,2 ± 1,7	37,1 ± 1,4	–
C_6H_6	2632 ± 2	1998 ± 3	2570 ± 3	25,2 ± 1,9	44,4 ± 1,4	16,1 ± 2,3
	3563 ± 3	2750 ± 4	3458 ± 3	24,9 ± 1,6	47,1 ± 1,4	20,4 ± 1,7
Toluène	2692 ± 2	1991 ± 2	2565 ± 2	26,3 ± 1,9	47,8 ± 1,0	18,0 ± 1,9
	3548 ± 3	2744 ± 4	3448 ± 3	29,0 ± 1,6	49,2 ± 1,4	23,2 ± 1,7
o-xylène	2622 ± 3	1982 ± 3	–	29,0 ± 2,2	52,1 ± 1,4	–
	3542 ± 3	2723 ± 4	–	31,6 ± 1,7	56,5 ± 1,4	–
m-xylène	–	1983 ± 2	2562 ± 2	–	51,6 ± 1,0	19,1 ± 1,9
	–	2723 ± 4	3445 ± 3	–	56,5 ± 1,4	24,1 ± 1,7
Mésitylène	2618 ± 2	1977 ± 3	2559 ± 2	30,2 ± 1,9	54,5 ± 1,4	20,3 ± 1,9
	3532 ± 3	2712 ± 4	3439 ± 3	33,7 ± 1,6	60,2 ± 1,4	25,8 ± 1,7
Pseudocumène	2618 ± 2	1975 ± 2	–	30,2 ± 1,9	55,4 ± 1,0	–
	3536 ± 3	2718 ± 4	–	33,6 ± 1,7	58,1 ± 1,4	–
Nitrobenzène	2603 ± 2	–	2567 ± 3	37,3 ± 1,9	–	17,2 ± 2,3
	3511 ± 3	–	3449 ± 3	39,4 ± 1,6	–	22,9 ± 1,7
Oxyde de butyle	2489 ± 4	–	–	84,7 ± 2,8	–	–
	3332 ± 3	–	–	88,4 ± 1,6	–	–

([a]) M. L. Josien, P. Dizabo et P. Saumagne, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 423 et P. Dizabo, Diplôme d'études supérieures, Bordeaux, 1956.
([b]) M. L. Josien et G. Sourisseau, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 178.
([c]) M. L. Josien et N. Fuson, *J. Chem. Phys.*, 22, 1954, p. 1169
([d]) J. D. Hardy, E. F. Barker et D. M. Dennisson, *Phys. Rev.*, 42, 1932, p. 279.
([e]) G. Herzberg et J. W. T. Spinks, *Z. Physik*, 89, 1934, p. 474.

Pour un solvant accepteur de proton, on sait que les abaissements relatifs de fréquence sont dus à la formation de complexe ([1]). Le tableau montre que ces abaissements relatifs restent toujours du même ordre de grandeur pour chaque paire de vibrateur XH et XD. Dans le cas du phénol, les différences entre $(\Delta\nu/\nu_g)_{X-D}$ et $(\Delta\nu/\nu_g)_{X-H}$ ne dépassent pas les erreurs d'expérience, quelle

que soit l'importance de cet abaissement. Pour l'acide chlorhydrique, quelques-unes de ces différences sont légèrement supérieures à l'incertitude expérimentale. Mais pour le pyrrole, bien que les perturbations relatives de fréquence soient plus faibles que pour les autres donneurs considérés, la valeur de l'expression $(\Delta\nu/\nu_g)_{X-D}$ est toujours nettement inférieure à celle de $(\Delta\nu/\nu_g)_{X-H}$. Dans ce dernier cas, la substitution d'un atome de deutérium à l'atome d'hydrogène modifierait donc le potentiel perturbateur dû à la formation de complexe. La mesure des constantes et des énergies d'association devrait permettre de préciser cet effet isotopique.

(1) M. L. Josien, *Cahier de Physique*, 78, 1957, p. 49.
(2) M. L. Josien et J. Lascombe, *Colloque du C. N. R. S. sur les propriétés optiques et acoustiques des fluides comprimés*, Bellevue, juillet 1957 (sous presse).
(3) J. Lascombe et M. L. Josien, *J. Chim. Phys.*, 54, 1957, p. 761.

(*Centre de Physico-chimie structurale, Faculté des Sciences, Bordeaux.*)

ÉLECTROCHIMIE. — *Réflexions sur la surtension d'hydrogène.*

Note (*) de M. **Antonio Lopez Campillo**, présentée par M. Eugène Darmois.

La surtension d'hydrogène est définie comme la différence entre la tension de dégagement de l'hydrogène à une cathode métallique et la tension réversible supposée obtenue avec une électrode normale à hydrogène plongeant dans la même solution. On a l'habitude de noter η cette surtension. Tafel a proposé (1900-1905) une relation empirique reliant η à la densité i du courant sur l'électrode. Cette relation est de la forme

$$\eta = a + b \log_{10} i; \tag{1}$$

on l'écrit quelquefois sous la forme

$$\eta = b \log_{10}\left(\frac{i}{i_0}\right); \tag{2}$$

i_0 est désigné sous le nom de courant d'échange. Les relations (1) et (2) se vérifient en portant η en ordonnée et $\log_{10} i$ en abscisse; on doit obtenir une droite de pente b. C'est le cas pour un certain nombre de métaux dans un certain intervalle de densité de courant; pour d'autres métaux, les « droites de Tafel » sont nettement courbes.

On a proposé, pour expliquer la surtension d'hydrogène, de nombreuses théories; toutes ces théories ont pour but de retrouver la formule de Tafel et de justifier ses coefficients, en particulier la valeur de b.

M. et Mme E. Darmois ont présenté (1946) une conception relative à la nature de l'ion H^+ en solution dans l'eau; ils l'envisagent comme un proton « encagé entre des molécules d'eau ». Dès qu'on met la tension sur le voltamètre, les ions H^+ se rangent sur la cathode; de temps en temps le proton échappe à son

entourage, *pénètre dans la cathode* où s'effectue la formation de l'hydrogène atomique. C'est seulement quand la solubilité de H dépasse une certaine valeur que l'hydrogène moléculaire se dégage à la surface du métal de la cathode. Mme Darmois (1951) a présenté une théorie de la surtension d'hydrogène basée sur ces principes; cette théorie a été remaniée récemment (1) par M. et Mme Darmois. La conception du proton encagé explique tout de suite qu'on puisse « charger en hydrogène » le métal de la cathode. Duflot a montré (2) qu'on peut ainsi faire pénétrer dans 100 g de fer bien poli 130 ml d'hydrogène mesuré à la pression atmosphérique, alors que la solubilité de l'hydrogène dans le fer est au plus une fraction de millimètre cube. Si le fer n'est pas bien poli ou s'il est passé à l'émeri, la formation de l'hydrogène a lieu à l'extérieur de la cathode et l'on n'en trouve pas dans l'intérieur.

La cathode métallique est donc une électrode d'hydrogène; on peut lui appliquer les formules valables pour l'hydrogène et en particulier la formule

$$e = \frac{\mu'_0 - \mu_0}{F} + \frac{RT}{F}\log a_{H^+}, \tag{3}$$

où μ_0 est le potentiel chimique des protons dans l'électrode, μ'_0 le potentiel chimique standard du proton en solution. Pour les dépôts de métaux, μ_0 est d'habitude considéré comme constant. Par suite de la pénétration du proton dans la cathode, μ_0 ne sera plus constant pour le dégagement d'hydrogène. Il aura une valeur différente pour la cathode métallique et pour le platine platiné de l'électrode normale. La surtension est généralement considérée comme irréversible; la formule (3) est au contraire établie pour un passage réversible. Dans la mesure où l'on peut tout de même se servir de (3) pour évaluer la surtension, on aurait simplement

$$\eta = \frac{\mu_0(\mathrm{Pt}) - \mu_0(\text{métal})}{F}.$$

Pour le mercure par exemple, on peut facilement atteindre des surtensions de l'ordre du volt. Cela conduirait à une différence de potentiels chimiques de l'ordre de 100 000 J. Il doit être possible de mettre en évidence une telle modification par la mesure d'une autre propriété que la surtension.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) *Z. Elektroch.*, 59, 1955, p. 659.

(2) *Publ. scient. et techn. Minist. Air*, n° 265.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur la détection autoradiographique et micrographique d'anciens joints γ du fer.* Note (*) de M. PIERRE COULOMB, présentée par M. Georges Chaudron.

Les anciens joints γ peuvent s'observer par une attaque chimique, par une attaque thermique ou grâce à l'autodiffusion intergranulaire. La comparaison des réseaux obtenus montre une influence analogue des paramètres géométriques sur la ségrégation d'impuretés et sur l'autodiffusion intergranulaire.

Nous avons signalé dans une Note antérieure (¹) la possibilité de révéler par attaque chimique des réseaux d'impuretés et d'imperfections marquant

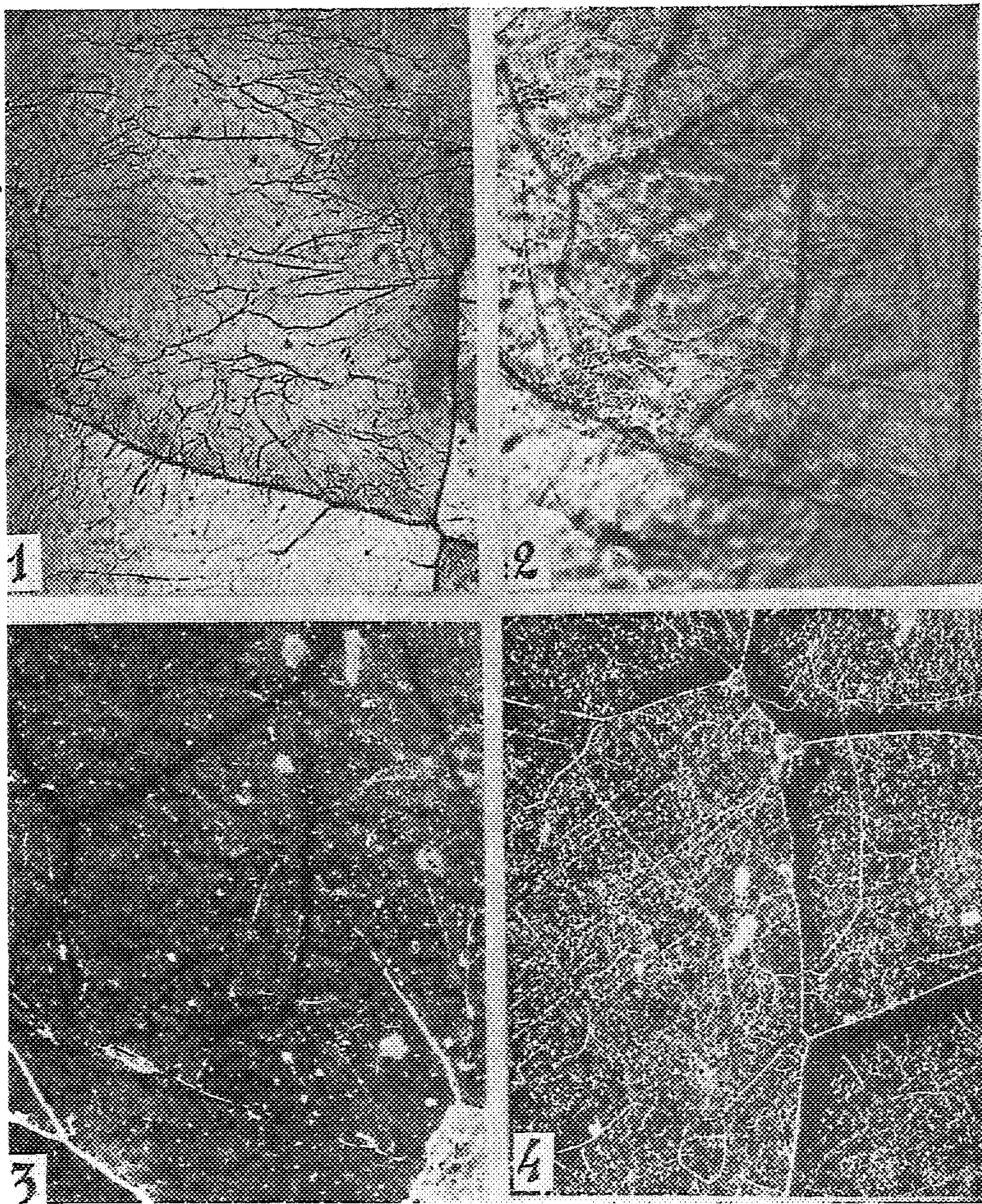


Fig. 1. — Fer brut attaqué avec une solution d'acide métanitrobenzènesulfonique dans l'alcool éthylique (× 150).

Fig. 2. — Même plage, après recuit de 19 h à 950°C sous hydrogène (× 150).

Fig. 3. — Même plage, après polissage et attaque avec une solution d'acide métanitrobenzènesulfonique dans l'alcool éthylique (× 150).

Fig. 4. — Même fer recuit 52 h à 950°C sous air, poli et attaqué avec une solution d'acide métanitrobenzènesulfonique dans l'alcool isoamylique (× 150).

le tracé d'anciens joints α ou γ; en particulier, les bandes sans figures d'attaque observées sur un fer recuit dans la partie inférieure du domaine γ, puis attaqué avec une solution d'acide picrique ou métanitrobenzène-sulfonique dans l'alcool éthylique, devaient correspondre à d'anciens joints comme semblait l'indiquer la comparaison avec le réseau des fossés d'attaque thermique. Les figures 1 à 3 montrent ainsi une même plage

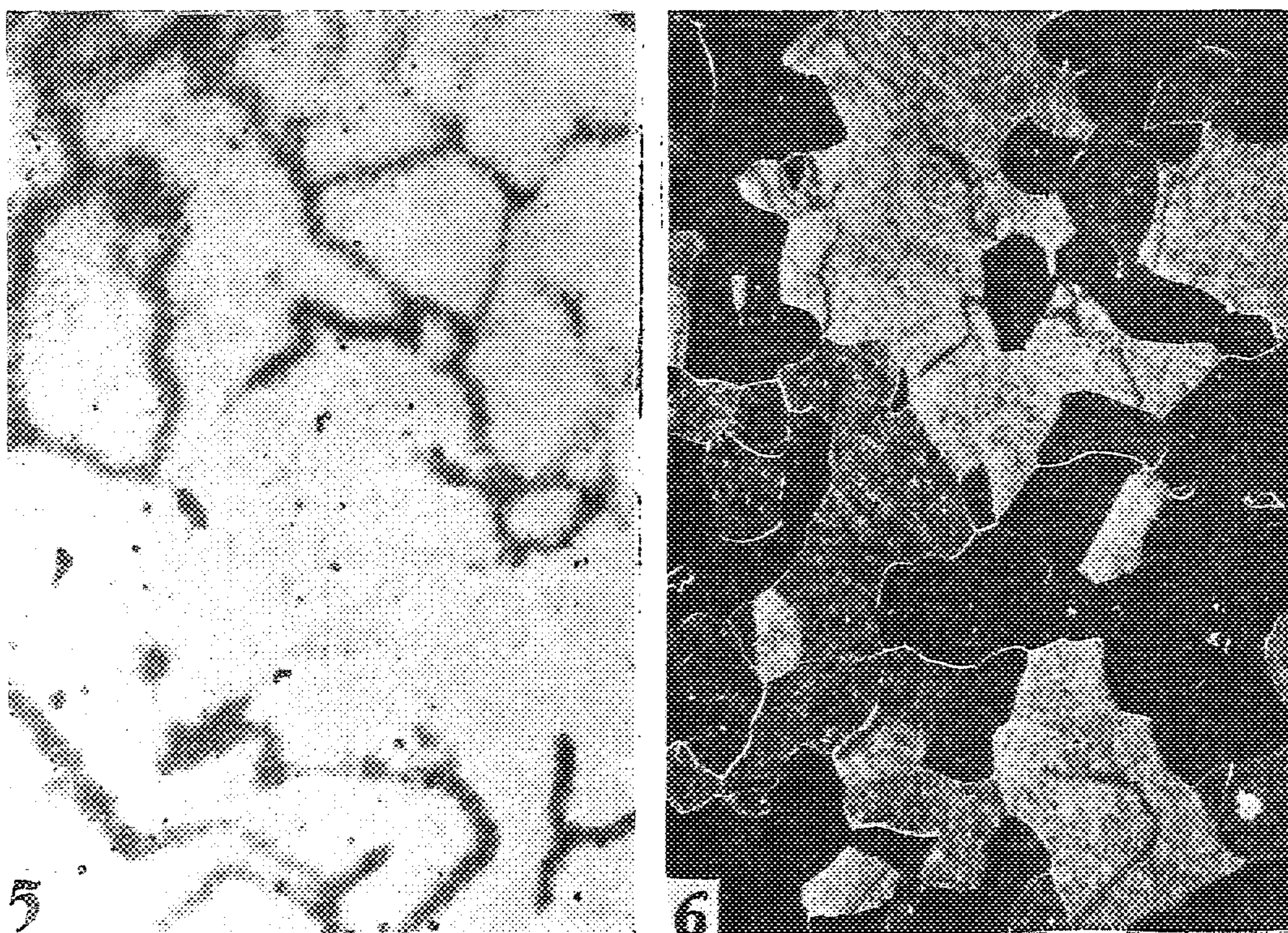


Fig. 5. — Autoradiographie sur le même fer recuit 100 h à 1000°C (× 75).
Fig. 6. — Même plage après attaque avec une solution d'acide métanitrobenzènesulfonique dans l'alcool éthylique (× 75).

d'un fer pur ([2]). La structure α initiale est révélée par le réactif à l'acide métanitrobenzènesulfonique (*fig.* 1). Le métal est recuit 19 h à 950° C dans un courant d'hydrogène purifié; il présente alors de nombreux fossés d'attaque thermique (*fig.* 2). Après un nouveau polissage, il est attaqué au même réactif que précédemment (*fig.* 3). Les fossés d'attaque thermique de la figure 2 correspondent aux joints (ou sous-joints) α initiaux et finaux, et aux bandes noires (par observation en fond noir) qui doivent marquer les anciens joints γ.

Nous apportons dans cette Note une confirmation directe de cette interprétation en mettant à profit la pénétration préférentielle du fer marqué dans les joints de grains du fer γ. S. Z. Bokstein, S. T. Kishkin et

L. M. Moroz (³) ont donné des images autoradiographiques suggérant une telle pénétration sur des échantillons recuits à des températures inférieures à 1 200° C. Nous avons donc recuit sous courant d'hydrogène pendant 100 h à 1 000° C un échantillon du même fer que précédemment sur lequel nous avions déposé électrolytiquement un mélange de ^{55}Fe et ^{59}Fe. (Le chauffage et le refroidissement étaient rapides, pour éviter les phénomènes d'autodiffusion en phase α.) Après abrasion de la zone où la diffusion en volume a été prépondérante nous avons posé pendant six jours une autoradiographie sur une émulsion à gros grains (« Kodaline »). Nous avons obtenu ainsi un réseau dont la netteté semble indiquer une stabilisation rapide des joints γ dans lesquels la diffusion s'est effectuée. Le réseau observé est incomplet, d'intensité variable (*fig.* 5). Les différences de noircissement montrent l'influence des paramètres géométriques définissant le joint intergranulaire sur la pénétration du radioélément, phénomène analogue à ceux observés par C. Leymonie et P. Lacombe en phase α (⁴). On doit noter en particulier l'absence de joints de macles, joints qui ont été souvent observés dans le fer γ (par oxydation intergranulaire par exemple, fig. 4), mais ne doivent permettre qu'une faible pénétration préférentielle du radioélément. La comparaison avec le réseau incomplet lui-même, des bandes sans figures d'attaque de la micrographie (*fig.* 6) montre que les tracés de joints se correspondent exactement. Les parties effacées ou renforcées sont en général les mêmes. Il semble donc que l'influence des cinq paramètres d'orientation du joint sur la ségrégation d'impuretés dont les traces sont révélées par un réactif chimique et marquent l'ancien joint γ, soit analogue à l'influence de ces paramètres sur l'autodiffusion intergranulaire dans le réseau cubique à faces centrées. Ces deux phénomènes permettent donc de détecter d'anciens joints de désorientation assez grande sans introduire de procédés perturbateurs comme l'oxydation ou la cémentation; ils permettent ainsi la comparaison d'un réseau ancien avec le réseau de joints actuel.

(*) Séance du 24 février 1958.
(¹) P. Coulomb, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 799.
(²) La composition de ce fer appelé I est donnée dans la note (¹).
(³) *Met. Obrab. Metallov.*, 2, 1957, p. 2.
(⁴) *Rev. Mét.*, 54, 1957, p. 653.

(*Centre de Recherches métallurgiques de l'École des Mines, Paris.*)

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur la préparation de dérivés aminés de l'alcool polyvinylique et de l'amidon.* Note de M. **Yves Merle**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

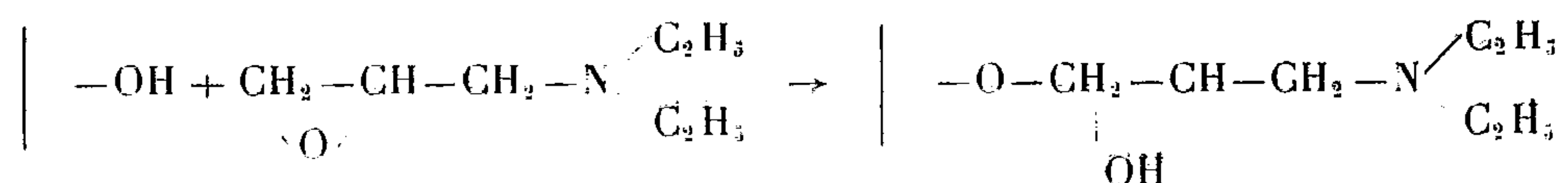
L'époxy-1.2 diéthylamino propane se fixe sur l'alcool polyvinylique et l'amidon et permet d'obtenir les dérivés diéthylamino hydroxypropylés correspondants.

L'addition bien connue de la fonction époxyde sur l'alcool polyvinylique ([1]), ([2]) et sur l'amidon ([3]), permet de préparer des dérivés aminés de ces deux polymères hydroxylés, par addition d'une époxyamine.

Les tentatives déjà faites par différents auteurs pour aminer l'alcool polyvinylique ([4]), ([5]), ([6]) n'ont donné que des teneurs en azote très inférieures à celles obtenues par l'addition d'une époxyamine. Il ne semble pas qu'il y ait eu de tels essais sur l'amidon.

L'époxy-1.2 diéthylamino-3 propane, déjà utilisé pour l'amination de la cellulose ([7]), est le réactif utilisé. Il est préparé par action de l'épichlorhydrine sur la diéthylamine ([8]).

Il réagit sur les polymères hydroxylés suivant le schéma :



$$\Big| -OH + CH_2-CH-CH_2-N\begin{matrix}C_2H_5\\C_2H_5\end{matrix} \;\rightarrow\; \Big| -O-CH_2-CH(OH)-CH_2-N\begin{matrix}C_2H_5\\C_2H_5\end{matrix}$$

(époxyde : O pontant CH_2 et CH)

a. Action sur l'alcool polyvinylique. — L'alcool polyvinylique utilisé est d'origine industrielle, à poids moléculaire élevé, et presque entièrement désacétylé; son indice de saponification n'est que de 10, il n'est soluble dans l'eau qu'à chaud.

Pour effectuer l'amination, l'alcool polyvinylique est d'abord laissé en contact, pour le faire gonfler, avec trois fois son poids de soude, puis bien essoré. Il est alors additionné d'époxyamine et porté à une température fixe (entre 60 et 100°) pendant des temps variant de 1 à 5 h. Le produit de la réaction est rincé à l'eau pour éliminer la soude, lavé pendant 16 h au Soxhlet à l'éthanol, puis rincé à l'éther anhydre et séché sous vide phosphorique. L'azote est dosé par la méthode de Kjeldahl.

Les alcools polyvinyliques aminés sont des produits amorphes jaunâtres, ayant perdu leur solubilité dans l'eau et la monoéthanolamine pour des teneurs en azote supérieures à 1,5 %. Ces solvants ne provoquent qu'un très fort gonflement.

Le degré de substitution obtenu varie avec la température, le temps de réaction et la concentration de la soude employée pour amener le gonflement de l'alcool polyvinylique.

1° En faisant varier la concentration de la soude à température et temps de réaction constants (100° pendant 3 h), le taux de fixation passe par un léger maximum pour une concentration en soude de 200 g/l (6,2 % d'azote). Pour une concentration en soude nulle, c'est-à-dire en partant d'alcool polyvinylique simplement humecté d'eau, nous obtenons déjà un taux de fixation assez élevé (5,4 % d'azote) contrairement au cas de la cellulose.

2° A concentration de soude constante (200 g/l) et en ne faisant varier que le temps de réaction, nous obtenons le meilleur résultat à 100° pendant 4 h. La teneur en azote atteint dans ces conditions 6,4 %, ce qui correspond à un degré de substitution topochimique de 0,5 par motif vinylique.

L'alcool polyvinylique aminé est capable de fixer à froid des colorants acides de la laine comme le rose bengale F, le jaune naphtol OS, le vert d'alizarine J, etc.

b. Action sur l'amidon. — L'amidon utilisé est de l'amidon de riz.

3 g d'amidon sont mélangés à trois fois leur poids de soude à 200 g/l. La pâte obtenue est rendue homogène par un brassage vigoureux, puis additionnée de 9 g d'époxy-1.2 diéthylamino-3 propane. Le tout est chauffé à 100° pendant 4 h. Après réaction, le produit est rincé à l'eau, puis lavé au Soxhlet au dioxane pendant 16 h. Le lavage à l'alcool n'est pas recommandé en raison de la présence dans l'amidon obtenu de produits de dégradation solubles dans l'alcool, qui sont entraînés par l'extraction. Le produit est rincé à l'éther et séché sous vide.

L'amidon aminé ainsi obtenu est une poudre jaunâtre, dont la teneur en azote atteint 6,3 %, correspondant à un degré de substitution topochimique de 1,9 par motif glucane.

Il est également possible d'effectuer l'amination de l'amidon sans faire intervenir la soude.

3 g d'amidon sont mélangés à 3 g d'eau, puis additionnés de 6 g d'époxyamine. Le tout est chauffé à 100° pendant 3 h. Le produit obtenu est lavé comme l'échantillon précédent, sans nécessiter un lavage à l'eau.

L'amidon aminé obtenu dans ce cas a une teneur en azote de 4,6 %, correspondant à un degré de substitution de 1,2 par motif glucane.

(1) LAGACHE, *Thèse*, Paris, 1952; G. CHAMPETIER et LAGACHE, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1137.

(2) COHEN, HOWARD, *J. Polymer Sc.*, 11, 1953, p. 193.

(3) W. ZIESE, *Z. Physiol. Chem.*, 229, 1934, p. 213-218.

(4) KENECHI et TANABE, Brevet japonais n° 4.823, 26 septembre 1953.

(5) H. J. HAHN et F. WINKLER, Brevet allemand n° 888.008, 27 août 1953; et n° 906.754, 18 mars 1954.

(6) MINAMI et KOJIMA, *J. Chem. Soc. Japan*, 57, 1954, p. 826-827.

(7) G. CHAMPETIER, MONTEGUDET et J. PETIT, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1896.

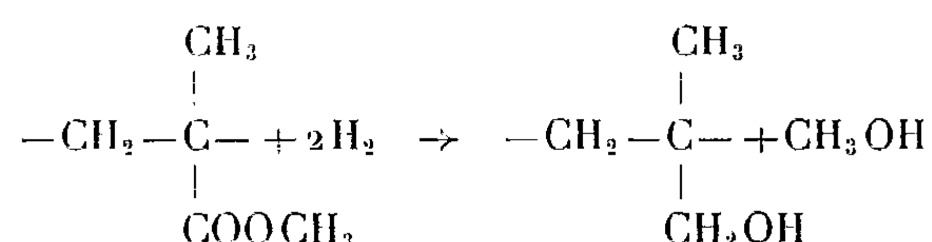
(8) REBOUL, *Comptes rendus*, 97, 1883, p. 1488 et 1556.

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Préparation d'alcool polyméthylallylique par réduction du polyméthacrylate de méthyle.* Note de MM. **Jean Petit** et **Bertrand Houel**, présentée par M. Jacques Tréfouël,

La réduction du polyméthacrylate de méthyle par l'hydrure de lithium aluminium permet d'obtenir l'alcool polyméthylallylique. Description de la préparation et analyse du produit ainsi que de son dérivé acétylé.

Il a jusqu'ici été très difficile d'obtenir des polyols dont le motif monomère est du type allylique et possédant un degré de polymérisation élevé. Certains chercheurs ont essayé d'en obtenir par polymérisation d'esters allyliques suivie de saponification; les polymères obtenus n'ont en général qu'un degré de polymérisation inférieur à 15 et semblent assez mal définis [1].

Nous avons pu obtenir des polyols mieux définis en réduisant les fonctions ester d'un polyméthacrylate de méthyle moyennement polymérisé suivant la réaction :



Les divers essais de réduction par la méthode classique de Bouveault et Blanc n'ont donné que des résultats décevants. Au contraire, l'utilisation de l'hydrure de lithium aluminium nous a conduits à des résultats très satisfaisants.

Préparation du polymère. — 10 g de méthacrylate de méthyle monomère sont polymérisés en solution dans 10 g de benzène en présence de 0,1 g de peroxyde de benzoyle.

Ce mélange est chauffé au reflux pendant 6 h pour donner un liquide très visqueux qui est ensuite dilué par un mélange de 40 ml de benzène et 200 ml de tétrahydrofuranne.

Réduction des fonctions ester. — Dans cette solution sont introduits goutte à goutte avec vive agitation, 10 g d'hydrure de lithium-aluminium dissous dans 200 ml de tétrahydrofuranne.

La réaction est légèrement exothermique et la masse est maintenue encore 2 h au reflux. Après refroidissement, l'ensemble est hydrolysé par une solution d'eau à 20 % dans le tétrahydrofuranne.

La substance organique est extraite, après essorage, du précipité volumineux, par traitement de ce dernier au métacrésol chaud.

La solution crésolique est ensuite lavée à l'acide chlorhydrique 3 N, puis à l'eau distillée.

L'alcool polyméthylallylique est précipité de cette solution par adjonction d'une quantité importante d'acétone, le solide recueilli est débarrassé des traces de crésol par lavage au benzène dont les dernières traces sont chassées sous vide.

L'alcool polyméthylallylique ainsi obtenu se présente sous forme d'une masse légèrement jaunâtre, dure et cassante, totalement débarrassée de sels minéraux.

Analyse élémentaire :

	C %.	H %.	O %.
Théorique	66,71	11,18	22,11
Trouvé	67,67	10,81	21,52

Ces résultats font apparaître une disparition d'environ 10 % des fonctions alcooliques, vraisemblablement par éthérification récipoque.

L'acétylation semble confirmer cette hypothèse. L'acétate polyméthylallylique se prépare facilement par la méthode classique, et il présente une solubilité totale dans le mélange acétylant, dans l'acétone et dans l'alcool à chaud.

Analyse élémentaire :

	C %.	H %.	O %.
Théorique	63,13	8,83	28,04
Trouvé	64,74	9,09	26,17

Indice de saponification : théorique, 491,5; trouvé, 446.

Il convient de noter certaines particularités de l'alcool polyméthylallylique ainsi préparé : sa solubilité est pour ainsi dire nulle dans tous les solvants courants ou dans des couples de solvants. L'eau ne le dissous pas et ne le gonfle pas. Les seuls solvants réels sont le métacrésol et la pyridine, sans aucune précipitation à froid.

Il n'a pas été possible de déterminer un point de fusion : il y a un léger ramollissement au-dessus de 150°. Une fusion brutale survient lorsqu'une pyrolyse importante s'est déjà produite.

Les produits de destruction pyrolytique ont une odeur très particulière, rappelant celle des corps obtenus dans les mêmes conditions avec la gomme laque, mais sans aucun rapport avec celle, si caractéristique, du méthacrylate de méthyle.

Un chauffage prolongé même à une température relativement douce amène son insolubilité totale dans le métacrésol.

Toutes les caractéristiques citées conduisent à penser que l'alcool polyméthylallylique est un polyol présentant de puissantes interactions entre les diverses chaînes du polymère et que sa déshydratation pouvant amener des liaisons pontales covalentes est particulièrement facile.

(¹) D. E. Adelson et H. F. Gray, Jr. (Shell), U. S. P. 2.467.105, 1949; D. E. Adelson, T. E. Evans (Shell), U. S. P. 2.473.124, 1949; Brit. P. 565.719, 1944; N. V. de Bataafsche Petroleum Maatschappy Dutch 68.281, 1951; D. E. Adelson, et H. F. Gray, Jr. (Shell), U. S. P. 2.426.913, 1947; S. A. Ballard (Shell), Brit. P. 595.502, 1947; K. A. J. Singer, *Thèse*, Faculté des Sciences de l'Université de Paris, 1957.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la préparation et quelques propriétés d'alumine amorphe.* Note de M. **Stanislas Teichner**, présentée par M. Paul Pascal.

Divers auteurs ont signalé la possibilité d'obtenir une alumine amorphe, ne présentant aucune structure décelable aux rayons X. Cette alumine préparée par précipitation en milieu aqueux contient toujours une quantité importante d'ions tels que SO_3^{--} ou NO_4^- lorsque le sel soluble d'aluminium est le sulfate (¹) ou le nitrate (²) par exemple.

Nous avons montré avec nos collaborateurs (²) qu'un tel solide peut être purifié par des agents alcalins dissous en milieu alcoolique. Dans ces conditions, l'alumine débarrassée d'anions étrangers reste amorphe aux rayons X. Une purification réalisée en milieu aqueux entraîne par contre la cristallisation d'hydrates d'alumines plus ou moins bien organisés (²).

Par ailleurs, il nous a été possible de préparer des alumines amorphes très pures en procédant, soit à la dissociation thermique d'un alcoolate d'aluminium (³), soit à une hydrolyse ménagée de ce composé organique par de la vapeur d'eau (²). Il est apparu ainsi que tout contact avec de l'eau liquide doit être évité lorsque le but recherché est l'obtention des alumines pures *amorphes*.

Aussi avons-nous imaginé de précipiter en une seule étape un sel d'aluminium dissous dans de l'alcool méthylique par une base telle que l'ammoniac gazeux, dont l'excès n'entraîne pas, contrairement à l'emploi de la potasse, par exemple, une redissolution de l'alumine formée. Si l'alcool et l'ammoniac sont anhydres, le sel d'aluminium utilisé doit contenir au moins 3 mol d'eau de cristallisation, car en absence de toute trace d'eau, la méthode précédente conduit à l'obtention du méthylate d'aluminium (³).

49 g du chlorure d'aluminium cristallisé avec 6 mol d'eau sont dissous dans 700 ml d'alcool méthylique anhydre maintenu au voisinage de 0°C. Un courant de gaz ammoniac est alors envoyé lentement dans la solution jusqu'à ce qu'un gain de poids de 21 g soit enregistré. Cette quantité correspond au double de la quantité d'ammoniac nécessaire pour précipiter l'alumine selon la réaction



$$2Cl_3Al, 6H_2O + 6NH_3 \rightarrow Al_2O_3, 3H_2O + 6ClNH_4 + 3H_2O.$$

Le précipité blanc obtenu est traité au Soxhlet par de l'alcool méthylique afin d'extraire le chlorure d'ammonium, soluble dans l'alcool. L'alumine est ensuite débarrassée de l'alcool et de l'ammoniac par séjour sous une pression de 15 mm Hg en présence d'anhydride

phosphorique. 15 g d'une poudre blanche, de densité apparente de l'ordre de 1, ne contenant pas de chlore ni d'alcool méthylique (traces de carbone seulement) sont ainsi obtenus. La calcination à 1 000°C entraîne une perte de poids de 37,6 %, ce qui correspond à une composition Al_2O_3, $3.4\,H_2O$. Le rendement calculé en trihydrate d'alumine est donc de l'ordre de 95 %. Le solide est amorphe aux rayons X.

Le tableau ci-après donne, pour les différentes températures du traitement thermique dans le vide (10^{-3} mm Hg) jusqu'à poids constant, la composition chimique ainsi que la surface spécifique rapportée au poids actuel de l'échantillon et au poids de l'échantillon calciné à 1 000° C.

Température (°C).	$\frac{H_2O}{Al_2O_3}$.	Surface spécifique	
		m²/g actuel.	m²/g calciné.
25	3,04	600	900
75	2,66	590	870
150	2,01	480	650
200	1,32	480	590
250	0,90	520	600
300	0,53	520	570
350	0,35	500	530
400	0,19	460	480
450	0,15	420	430

Les isothermes d'adsorption d'azote à — 195° C qui permettent de mesurer la surface spécifique (méthode B. E. T.) sont toutes du type Langmuir indiquant une adsorption limitée à une couche. Ainsi l'alumine hydratée initiale et ses produits de dissociation sont constitués par des gels dont tous les pores ont sensiblement le même diamètre, de l'ordre de celui de la molécule d'azote (gels microporeux).

La désorption à 25° C conduit à un trihydrate d'alumine sensiblement stœchiométrique. Toutefois le réactif de K. Fischer dose l'eau en excès par rapport à la composition $Al_2\,O_3$, $2{,}66\,H_2\,O$. La même composition caractérise l'échantillon porté à 75° C dans le vide. L'alumine hydratée préparée semble donc contenir 2,66 mol d'eau de constitution, l'eau en excès pouvant être de l'eau adsorbée. Une perte sensible de l'eau de constitution se produit déjà dans le vide à 150° C, comme pour les trihydrates cristallisés bayérite et hydrargyllite (¹).

La pente de la courbe, tracée à partir des valeurs du tableau précédent, donnant la composition en fonction de la température reste régulièrement croissante jusqu'à 200° C. A partir de ce point de transition jusqu'à 450° C la pente est régulièrement décroissante. L'examen de la courbe donnant la surface spécifique, rapportée au poids actuel, en fonction de la température accuse un minimum entre 150 et 200° C suivi d'un maximum entre 250 et 300° C. Lorsque la surface spécifique est rapportée au poids de l'échantillon calciné à 1000° C sa variation avec la température est

beaucoup plus régulière. Seul un plateau sensiblement horizontal (compte tenu de l'erreur dans la mesure des surfaces spécifiques) subsiste entre 200 et 250° C. Il semblerait ainsi que l'évolution de l'échantillon avec la température n'est pas régulièrement monotone et qu'un solide particulier, de composition s'approchant de celle du monohydrate, est engendré vers 225° C.

Il est cependant probable que pour un adsorbant présentant le phénomène d'adsorption physique unimoléculaire les valeurs des surfaces spécifiques calculées selon l'équation de B. E. T. risquent d'être peu exactes. En effet, c'est pour une telle adsorption que l'interaction solide-gaz dépend le plus de la nature de la surface du solide. Si la nature de cette surface se modifie au cours de la dissociation de l'alumine hydratée, le nombre de molécules d'azote adsorbées en couche unimoléculaire peut dépendre non seulement de l'aire superficielle (adsorption non spécifique), mais également de l'interaction gaz-solide (adsorption spécifique). En l'absence de mesures des chaleurs isostériques ou calorimétriques d'adsorption d'azote pour les différents échantillons, il est difficile de considérer le minimum et le maximum ou le palier des surfaces spécifiques, décrits plus haut, comme réels.

Toutefois la forme des isothermes d'adsorption d'azote à — 195° C permet d'attribuer à tous les échantillons une texture microporeuse, sensiblement monodimensionnelle dont l'eau est expulsée sans modification notable de celle-ci et notamment sans élargissement du diamètre des pores. Ce phénomène constitue la différence la plus marquante avec celui observé pour les trihydrates cristallisés où le départ d'eau entraîne la création des pores polydimensionnels caractérisés par les isothermes d'adsorption d'azote en forme de S (4).

Il semble que l'alumine microporeuse amorphe, de surface spécifique élevée, doit pouvoir trouver un large emploi en catalyse.

(1) E. Calvet, P. Boivinet, M. Noël, H. Thibon, A. Maillard et R. Tertian, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1953, p. 99.
(2) B. Imelik, M. V. Mathieu, M. Prettre et S. Teichner, *J. Chim. Phys.*, 51, 1954, p. 651.
(3) S. Teichner, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 810.
(4) L. Blanchin, *Thèse*, Lyon, 1952; M. Petitjean, *Thèse*, Lyon, 1955.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la courbe thermodifférentielle du grillage de la pyrite.* Note (*) de M. **Jean Orrit**, présentée par M. Charles Mauguin.

Bien que très étudié en raison de son importance industrielle (1), (2), le grillage de la pyrite demeure une opération obscure dans ses détails. L'analyse thermodifférentielle (ATD) en donne une courbe complexe que nous avons cherché à interpréter.

Nous avons opéré avec une installation d'ATD qui a l'originalité de permettre le passage d'un courant d'air à travers l'échantillon examiné [3]. L'efficacité du balayage a été augmentée, d'abord en choisissant un échantillon en grains assez gros (tamis 40-100), ensuite en dispersant ces grains dans cinq fois leur poids d'alumine. Le débit du courant d'air était de l'ordre de 2 à 3 ml/s; la prise d'essai était d'un poids de 60 à 70 mg; on maintenait enfin la vitesse de chauffe à 10° C/mn environ.

La courbe enregistrée, reproduite sur la figure 1, a été décomposée en différentes parties que nous nous proposons d'interpréter successivement.

Partie AB *de* 400 *à* 450° (*fig.* 1). — La pyrite commence à s'oxyder partiellement en $Fe^{2}O^{3}$ et $Fe^{3}O^{4}$. La magnétite $Fe^{3}O^{4}$ se manifeste par le magnétisme intense du produit obtenu. La présence de pyrrhotite, également magnétique, est exclue car il n'y a pas de soufre libérable par Cl H. La majeure partie du $Fe^{2}O^{3}$ se retrouve dans le résidu après dissolution de la pyrite et de la magnétite dans un mélange bouillant Cl H + ClO_3K.

Partie BC *de* 450 *à* 480° (*fig.* 1). — Le crochet endothermique BC a pu être interprété [4] comme dû à une dissociation de la pyrite selon la réaction



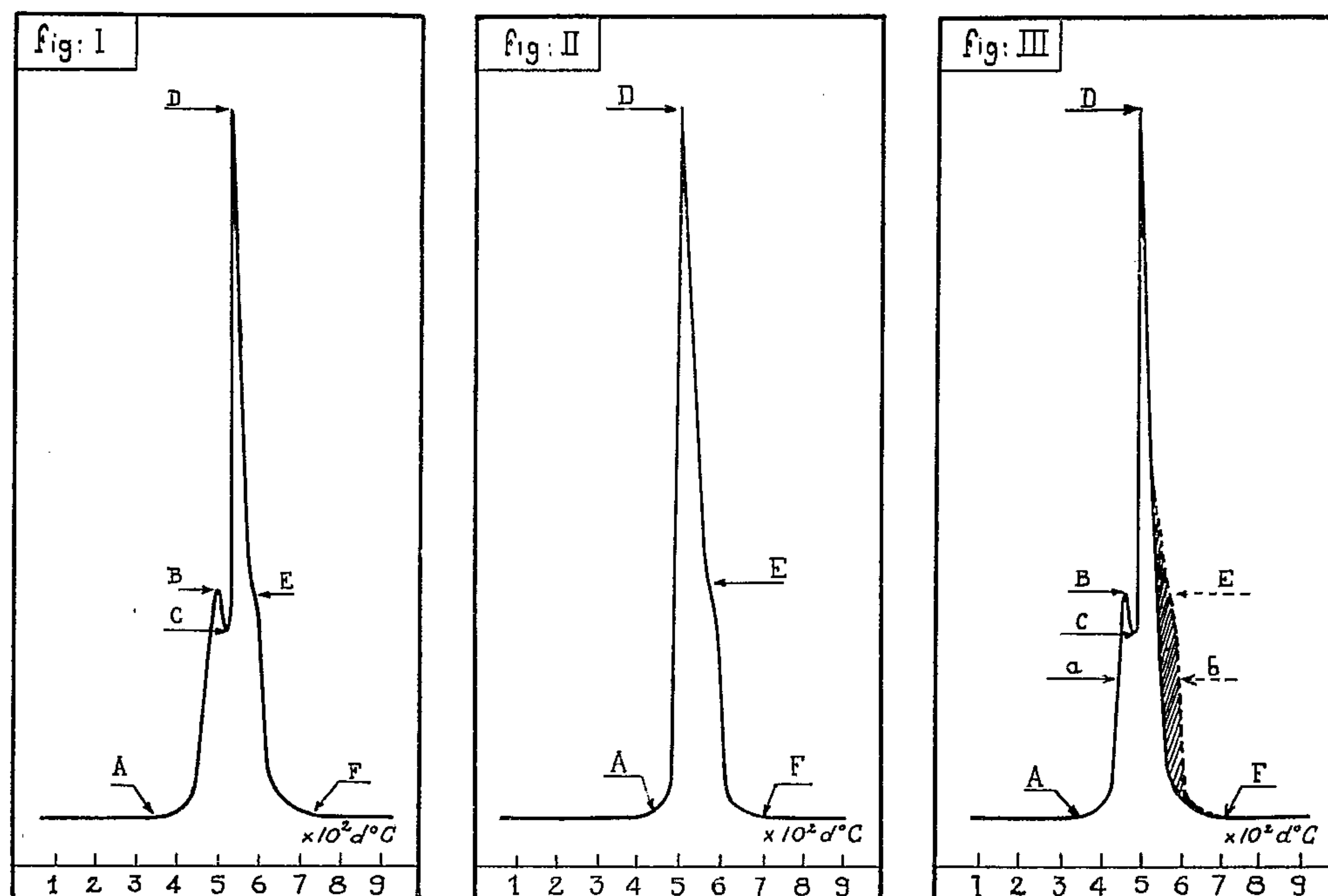
$$S^{2}Fe \rightleftharpoons SFe + S - Q \text{ cal.}$$

Si l'on remplace l'air par de l'azote jusqu'à une température *t* au-delà de laquelle on rétablit le passage de l'air, on constate, pour des températures *t* de plus en plus élevées, que le crochet C diminue d'amplitude pour disparaître lorsque *t* atteint 480° (*cf.* courbe de la figure 2). Cette influence du milieu est inexplicable par la réaction précédente qui ne fait pas intervenir d'oxygène. Or, un échantillon chauffé jusqu'en B montre au microscope que les grains de pyrite sont recouverts d'une couche brune régulière et continue, reconnue à l'analyse comme formée d'oxydes et de sulfates de fer. Ces résultats de l'analyse chimique sont confirmés par les rayons X ainsi que l'absence de pyrrhotite. Cette couche brune est, au contraire, profondément fissurée lorsqu'on examine un échantillon chauffé jusqu'en C.

Ceci laisse supposer que l'oxydation a été ralentie, puis arrêtée, par la présence de cette couche oxydée dont le rôle protecteur s'est achevé au moment de sa fissuration.

Partie CD *de* 480 *à* 500° (*fig.* 1). — L'excès de la chaleur reçu par le creuset au cours de la réaction précédente se dissipe selon une loi exponentielle du temps. C'est ce que traduit bien l'allure du début de la branche DE de la courbe. Toutefois, il apparaît en E une inflexion anormale que nous avons attribuée à la combustion de la faible quantité de pyrrhotite résiduelle : il y a peu de monosulfure et son oxydation, bien que très exothermique, n'entraîne qu'une très légère inflexion de la courbe.

En effet, si au point D (*fig.* 3) on remplace le courant d'air par un courant d'azote, on supprime la cause d'oxydation et l'inflexion E disparaît. La nouvelle courbe *a* de refroidissement, représentée en trait plein sur la figure 3, suit la loi exponentielle. L'aire hachurée comprise entre les



courbes *a* et *b* (*b* en pointillé) de la figure 3 est sensiblement proportionnelle à la masse de pyrrhotite entrant en réaction, elle est aussi fonction de la chaleur de réaction et de la sensibilité de l'analyse thermique à cette température. Nous avons déterminé la loi de variation de la sensibilité en fonction de la température en étalonnant notre appareil avec des substances dont les chaleurs de décomposition sont connues ([5]).

Nous avons pu ainsi calculer par voie calorimétrique la quantité de pyrrhotite contenue dans notre échantillon. La valeur trouvée concorde de façon satisfaisante avec le résultat de l'analyse chimique.

Conclusion. — Nous avons cherché une interprétation détaillée des courbes d'ATD de la pyrite chauffée dans un courant d'air rapide. Un accident endothermique observé vers 450° paraît dû à la formation d'une couche protectrice à la surface des grains de pyrite plutôt qu'à une dissociation en pyrrhotite et soufre parfois invoquée, mais nullement démontrée.

La pyrrhotite n'apparaît qu'à une température plus élevée où elle est rapidement oxydée en presque totalité. Une faible partie de ce sulfure peut néanmoins subsister jusqu'à 530° et son oxydation se manifeste alors, à cette température, par une légère inflexion de la courbe.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) F. de Rudder, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 4e série, 47-48, 1930, p. 1 et 1225.

(2) J. Charrier, *Thèse*, Toulouse, 1952.

(3) L. Capdecomme et R. Pulou, *Bull. Soc. Fr. Min.*, 77, 1954, p. 969.

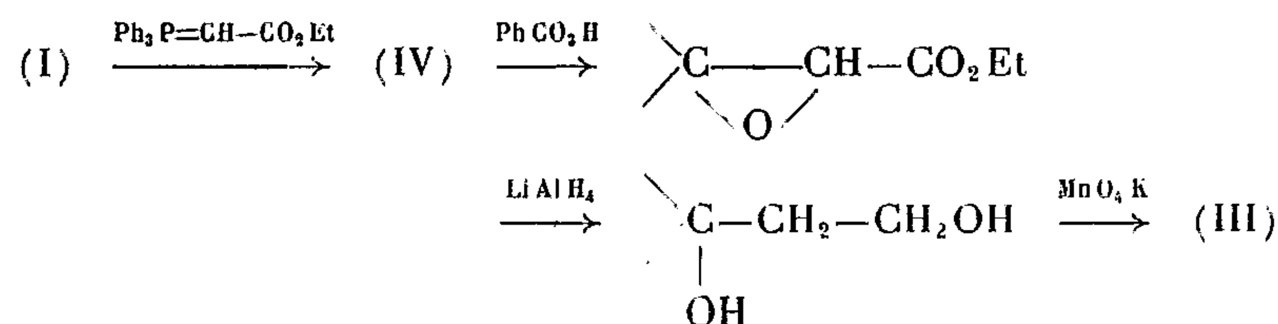
(4) G. Sabatier, *Bull. Soc. Fr. Min.*, 79, 1956, p. 173.

(5) G. Sabatier, *Bull. Soc. Fr. Min.*, 77, 1954, p. 953.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les acides nopinolacétiques.* Note (*) de MM. **Michel Vilkas** et **Nedumparambil A. Abraham**, présentée par M. Marcel Delépine.

En 1908 O. Wallach observait que la déshydratation acide, suivie de décarboxylation, de l'acide nopinolacétique (II) conduit aux α- et β-fenchènes (1). Cet acide, obtenu par réaction de Réformatsky sur la nopinone (I), possède vraisemblablement la configuration cis de l'hydroxyle par rapport au pont gem-diméthylé et c'est probablement la raison de la formation exclusive de fenchènes par redressement du pont méthylénique (migration vers le carbone 2 de la liaison 1-7 avec inversion de Walden sur C_2). L'acide nopinolacétique trans (III), stéréoisomère de (II), devrait conduire au camphène ou à un autre corps de la série bornylique par redressement du pont gem-diméthylé (migration de la liaison 1-6) (2).

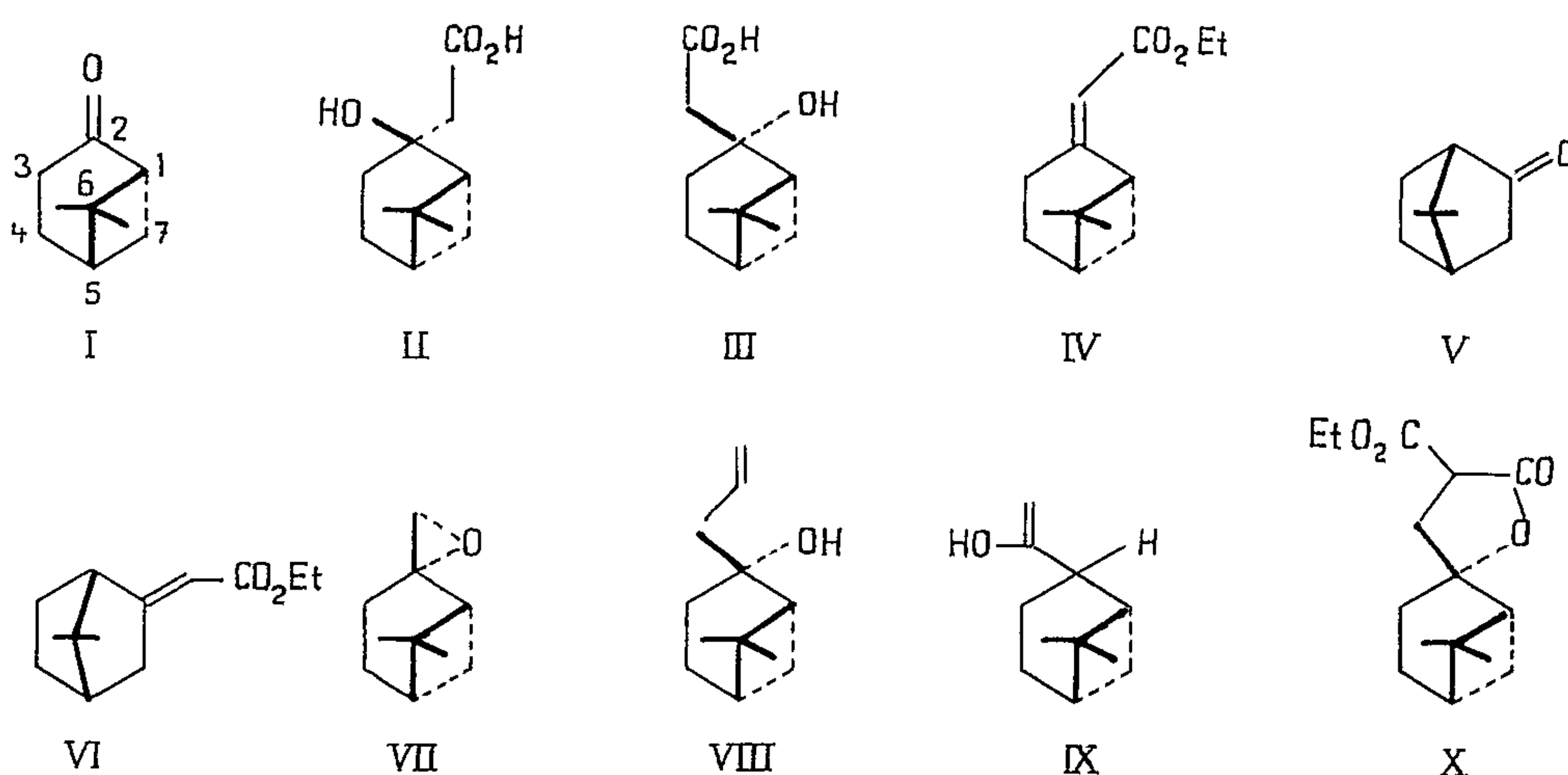
Pour vérifier le bien-fondé de cette hypothèse, nous avons tenté de préparer (III) à partir de la nopinone via le β-pinènecarboxylate-10 d'éthyle (IV) par la suite de réactions : (avec $Ph=C_6H_5$; $P =$ phosphore).



La réaction de Wittig (3) avec le triphénylphosphine-méthylène appliquée à la nopinone fournit, comme prévu, le nopinène [identifié par ses constantes physiques, le spectre Raman et l'adduct cristallisé avec le tétrachlorure de carbone (4)], mais avec un rendement de 25 % seulement. Le triphénylphosphine-méthylène-carboxylate d'éthyle $Ph_3P=CH-CO_2Et$, que nous avons vérifié réagir, faiblement il est vrai, sur la cyclohexanone, ne réagit plus du tout avec la nopinone.

Aussi avons-nous essayé de préparer IV par déshydratation de (II) à l'oxychlorure de phosphore-pyridine, 1 h à 95°. La possibilité d'une transposition nous paraissait exclue à cause de l'exemple du trans-méthylnopinol qui donne avec ce réactif un mélange d'α et de β-pinènes (5). Il se forme un

mélange d'esters $\alpha.\beta$- et $\beta.\gamma$-insaturés, séparés par hydrolyse alcaline ménagée au moyen de carbonate de potassium. L'ester conjugué ($\acute{E}_{0,5}$ 80°; n_D^{20} 1,4990; $\alpha_j + 118°24$; $C_{13}H_{20}O_2$, calculé %, C 74,96; H 9,68; trouvé %, C 74,51; H 9,91; λ_{max}^{EtOH} 230 mμ, ε 16.140), que nous pensions être (IV), est oxydé par l'acide *p*-nitroperbenzoïque ([6]) en époxy-ester ($\acute{E}_{0,2}$ 90-91°; n_D^{28} 1,475; $\alpha_j + 34°66$; $C_{13}H_{20}O_3$, calculé %, C 69,61; H 8,99; trouvé %, C 69,31; H 9,13) lequel est réduit par l'hydrure de lithium-aluminium en β-glycol (Zérévitinoff : 1,91 H mobile).



L'oxydation permanganique alcaline de celui-ci fournit en bon rendement un β-hydroxyacide [F 138-140°; $[\alpha]_j + 23°,24$ (c. 9 %, EtOH); $C_{11}H_{18}O_3$, calculé %, C 66,64; H 9,14; trouvé %, C 66,94; H 9,39; Zérévitinoff : 1,98 H mobile] qui n'est cependant pas l'hydroxyacide (III) escompté.

En effet il se laisse facilement déshydrater par l'oxychlorure de phosphore-pyridine en un acide insaturé [F 174-175°; $[\alpha]_j + 195°,70$ (c. 9 %, $CHCl_3$); $C_{11}H_{16}O_2$, calculé %, C 73,30; H 8,95; trouvé %, C 73,18; H 8,86; λ_{max}^{EtOH} 223 mμ, ε 14.060], identique à l'acide obtenu par saponification de (IV), et dont l'ozonolyse fournit non la nopinone, mais l'α-fenchocamphorone (V) (identifiée par ses constantes physiques très caractéristiques et celles de sa semi-carbazone). L'ester $\alpha.\beta$-éthylénique dont nous étions partis n'est donc pas (IV) mais (VI) et la déshydratation de (II) s'était effectuée partiellement avec transposition fenchylique.

Une autre voie d'approche possible de (III) consistait à faire réagir le divinylmagnésium $Mg(CH=CH_2)_2$ sur l'époxyde du β-pinène (VII), les magnésiens symétriques étant connus pour se combiner aux époxydes sans les isomériser ([7]). Le bromure de vinylmagnésium, préparé au sein du tétrahydrofurane selon Normant ([8]) et débarrassé du bromure de magnésium par préci-

pitation au dioxane (0,12 % de brome restant en solution), réagit facilement avec (VII) pour donner non l'alcool éthylénique tertiaire attendu (VIII), mais l'alcool secondaire (IX) [$É_{0,1}$ 60°; n_D^{18} 1,499; d_4^{18} 0,9788; $[\alpha]_j$ — 27°,64 (c. 10 %, $CHCl_3$); $C_{12}H_{20}O$, calculé %, C 79,94; H 11,18; trouvé %, C 79,34; H 11,21; acétylation pyridinée : 1,09 OH], oxydable par l'anhydride chromique en cétone αβ-éthylénique (λ_{max}^{EtOH} 246 mμ, ε 5.690).

Le malonate d'éthyle sodé se combine à (VII) pour donner l'ester-lactone (X) (ν_{ester} 1740 cm^{-1}; $\nu_{\gamma\text{-lactone}}$ 1780 cm^{-1}), saponifié par la potasse en acide-lactone [F 140-142°; $[\alpha]_j$ — 12°,8 (c. 2,5 % EtOH); $C_{13}H_{18}O_4$, calculé %, C 65,53; H 7,61; trouvé %, C 65,40; H 7,76] mais le rendement de cette réaction est trop faible (5 %) pour pouvoir envisager la dégradation ultérieure de (X) en (III).

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) O. WALLACH, *Ann.*, 357, 1907, p. 49; 363, 1908, p. 1.

(2) J. L. SIMONSEN, *The Terpenes*, Cambridge, 2, 1949, p. 156.

(3) G. WITTIG et coll., *Chem. Ber.*, 87, 1954, p. 1318; 88, 1955, p. 1654.

(4) G. DUPONT, R. DULOU et Mlle G. CLÉMENT, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 17, 1950, p. 1056.

(5) M. VILKAS, G. DUPONT et R. DULOU, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1329.

(6) M. VILKAS, *XVIe Congrès de Chimie*, Paris 1957, Résumés des Communications, II, p. 284.

(7) M. TIFFENEAU, *in* V. GRIGNARD, *Traité de Chimie organique*, 6, p. 303.

(8) H. NORMANT, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 440.

(*Laboratoire de Chimie de l'École Normale Supérieure, Paris.*)

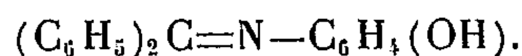
CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la synthèse des* N-(*hydroxyaryl*) *arylcétimines.* Note (*) de MM. **Roger Cantarel** et **François Souil**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs indiquent une méthode d'obtention quasi quantitative de ces bases et des amines secondaires N-hydroxyarylées correspondantes. Ces derniers composés sont très fragiles; leurs chlorhydrates sont stables.

Les N-(hydroxyaryl) arylcétimines $Ar_2C{=}N{-}Ar(OH)$ sont difficilement accessibles. Leur synthèse par condensation d'une arylcétimine et d'hydroxyarylamines primaires, analogue à celle qui permet l'obtention de diverses N-(hydroxyalcoyl) arylimines (1), pouvait être tentée. Mais, en raison de l'acidité de l'oxhydryle phénolique, il n'était pas certain que la base iminée réagisse de façon identique. L'expérience nous a montré que les aminophénols se comportent bien, dans cette réaction, comme les aminoalcools.

La diphénylcétimine, par exemple, chauffée avec les hydroxyanilines ortho, méta et para, donne lieu à un dégagement d'ammoniac et conduit à peu près quantitativement aux N-(hydroxyphényl) diphénylcétimines

correspondantes :



$$(C_6H_5)_2C=N-C_6H_4(OH).$$

La condensation, à température égale, suivie par le dégagement d'ammoniac, est plus rapide qu'avec l'aniline. Le tableau suivant indique les taux atteints à diverses températures, rapportés à une masse 100 théorique :

	70°.	90°.	110°.
Aminophénol ortho...........	17	57	87
» méta...........	12	50	75
» para............	7	13	52
» aniline..........	3	–	–

Cependant, la solubilité dans la diphénylcétimine des hydroxyanilines et des iminophénols formés étant très faible, la cinétique de cette réaction doit différer de celle qui correspond à la condensation, en milieu homogène, des amines simples, ou des aminoalcools ([2]). La réaction paraît ici d'ordre 0 et non d'ordre 1.

Les produits obtenus sont des solides jaunes, cristallisables, légèrement solubles dans les solvants organiques polaires, très solubles dans les alcanols bouillants, beaucoup moins à froid, très peu solubles dans l'hexane normal et dans l'éther de pétrole. Ils ont été identifiés par la détermination de la masse moléculaire (microcryoscopie selon Rast), l'analyse élémentaire (semi-micro-combustion pour C et H, semi-micro-Kjeldahl pour N) et hydrolyse quantitative en benzophénone et aminophénol correspondant. Ils fondent respectivement à : 157° (ortho), 173° (méta), 169° (para). Seul, le dérivé para avait déjà été obtenu par Reddelien ([3]), à partir de la benzophénone. Cet iminophénol se singularise en donnant des combinaisons équimoléculaires solides avec le méthanol, l'éthanol et le *n*-propanol, qui obéissent à la loi des tensions fixes. L'alcool peut donc en être chassé par étuvage. La composition de ces complexes binaires a été déterminée par combustion, dosage d'azote et perte de poids, sur les cristaux obtenus de la solution alcoolique correspondante.

Ces bases sont stables et donnent des chlorhydrates solides jaunes, insolubles dans l'éther, stables également en l'absence d'eau, qui fondent, en se décomposant, respectivement à 181° (ortho), 182° (méta), 201° (para). Cl %, calculé 11,45; trouvé 11,30 (*o*); 11,50 (*m*); 11,63 (*p*).

Ces imines possèdent également le caractère acide du groupement phénolique, ce qui les rend solubles dans les lessives alcalines, sans hydrolyse, en conservant la coloration jaune.

L'hydrogénation en présence de nickel Raney, en solution alcoolique ou éthérée, conduit aisément et quantitativement aux N-(hydroxyphényl) benzhydrylamines correspondantes :



$$(C_6H_5)_2CH-NH-C_6H_4(OH).$$

Contrairement aux imino-phénols précédents, ces amines sont très oxydables. Leur extrême fragilité, même en atmosphère d'hydrogène ou d'azote, n'a permis d'isoler que le dérivé ortho, sous forme de fines aiguilles blanches. F 145°. Calculé %, C 82,88; H 6,22; N 5,09; M 275,34; trouvé %, C 82,14; H 6,01; N 5,11; M 276 (microcryoscopie).

Les solutions alcooliques, ou éthérées, des trois amines, sont incolores. Par action d'acide chlorhydrique anhydre sur les solutions éthérées, on obtient les chlorhydrates correspondants, solides blancs cristallisables, stables, qui fondent en se décomposant à 149° (*o*), 162° (*m*), 197° (*p*). Cl %, calculé 11,37; trouvé 11,36 (*o*); 11,38 (*m*); 11,35 (*p*); N %, calculé 4,37; trouvé 4,47 (*o*); 4,37 (*m*); 4,38 (*p*).

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) R. CANTAREL et G. CHARLES, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 714.

(2) R. CANTAREL et G. CHARLES, *loc. cit.*

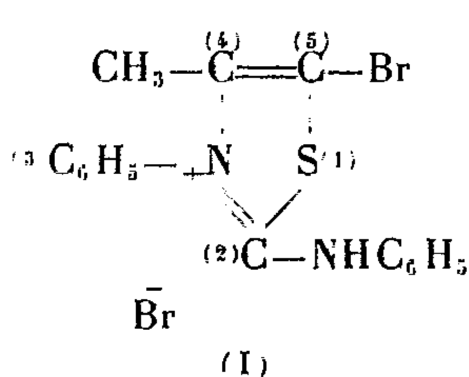
(3) REDDELIEN, *Ber. dtsch. chem. Ges.*, 42, 1909, p. 4782.

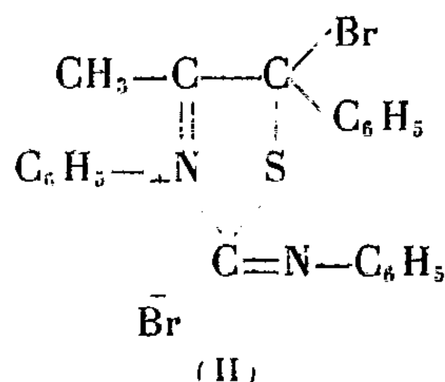
(Faculté des Sciences de Poitiers.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur quelques amino-2 thiazols phénylés sur l'azote situé en position* 3. Note de Mlle **YVONNE GARREAU**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le bromure de phénylamino-2 phényl-3 méthyl-4 thiazolium réagit avec le brome en donnant le bromure de phénylamino-2 phényl-3 méthyl-4 bromo-5 thiazolium. Le bromure de phénylamino-2 diphényl-3.5 méthyl-4 thiazolium réagit, dans les mêmes conditions, sous la forme imino-thiazoline pour donner le bromure de phénylimino-2 diphényl-3.5 méthyl-4 bromo-5 thiazolinium. Dans les deux cas l'azote 3, quaternaire, rend l'halogène stable ou peu labile.

J'ai décrit précédemment divers dérivés phénylés des amino-2 halogéno-5 thiazols, en vue de déterminer les relations existant entre leur structure et leur réactivité (1). Afin de compléter cette étude, j'ai réalisé la synthèse de deux composés de cette série, caractérisés par la présence d'un groupe phényle sur l'azote situé en position 3 du noyau thiazolique, ce sont : le bromure de phénylamino-2 phényl-3 méthyl-4 bromo-5 thiazolium (I) et le bromure de phénylimino-2 diphényl-3.5 méthyl-4 bromo-5 thiazolinium (II)





Pour parvenir au premier d'entre eux, il faut commencer par préparer le

chlorure de phénylamino-2 phényl-3 méthyl-4 thiazolium ($C_{16}H_{15}N_2SCl$), en traitant la monochloracétone par la diphényl-N-N' thiourée. Les aiguilles obtenues, sont très solubles dans l'eau, les alcools méthylique et éthylique, l'acétone, le chloroforme, insolubles dans l'éther.

Par addition d'iodure de potassium à sa solution aqueuse, précipite l'iodure de phénylamino-2 phényl-3 méthyl-4 thiazolium ($C_{16}H_{15}N_2SI$), en aiguilles incolores, très peu solubles dans l'eau, F 226°.

Par addition d'ammoniaque, la base ($C_{16}H_{15}N_2S$) précipite de la solution du chlorure sous forme de petits cubes groupés, F 142°, elle est insoluble dans l'eau, soluble dans l'alcool à 96° bouillant, (recristallisation), soluble à froid dans l'alcool méthylique, l'acétone, le chloroforme, le benzène et l'éther, insoluble dans l'éther de pétrole.

Cette base traitée en solution à 15 % dans l'acide bromhydrique ($d = 1,38$) par deux molécules de brome, dissoutes dans ce même acide, laisse déposer des aiguilles orangées, se décomposant sans fondre, insolubles dans l'eau froide, très solubles dans l'alcool méthylique froid, l'alcool éthylique chaud, (recristallisation).

C'est un composé d'addition d'une molécule de bromure de phénylamino-2 phényl-3 méthyl-4 bromo-5 thiazolium et de deux atomes de brome, ($C_{16}N_{14}N_2SBr_2 + 2Br$). Après élimination du brome par chauffage à 130°, ou, mieux encore, par traitement par l'amylène, reste le bromure de phénylamino-2 phényl-3 méthyl-4 bromo-5 thiazolium ($C_{16}H_{14}N_2SBr_2$), peu soluble dans l'eau, soluble dans l'alcool éthylique bouillant, dans lequel il cristallise en courtes aiguilles (F 198°).

Lorsqu'on chauffe ce composé en solution aqueuse, même après addition d'iodure de potassium, l'atome de brome placé en position 5 est stable, alors que dans le composé non phénylé sur l'azote 3 il est extrêmement labile.

Par ailleurs, pour réaliser la synthèse du bromure de phénylimino-2 diphényl-3.5 méthyl-4 bromo-5 thiazolinium (II) il faut préparer d'abord le bromure de phénylamino-2 diphényl-3.5 méthyl-4 thiazolium, ($C_{22}H_{19}N_2SBr$) par action du phényl-1 bromo-1 propanone sur la diphényl-N-N'-thiourée. Ce composé se présente en aiguilles, F 208°, très solubles dans les alcools méthylique et éthylique, insolubles dans l'eau et les autres solvants usuels. Dissous à chaud dans l'acide bromhydrique ($d = 1,38$) et additionné progressivement d'une molécule de brome, il laisse déposer le bromure de phénylimino-2 diphényl-3.5 méthyl-4 bromo-5 thiazolinium, ($C_{22}H_{18}N_2SBr_2$) F 240° env. (décomp.).

Ce corps chauffé à 100°, en solution aqueuse, ne cède que lentement une molécule d'acide bromhydrique, contrairement à son analogue non phénylé sur l'azote situé en position 3.

(1) *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1956, p. 1163-1170.

(*Institut de Biologie Physicochimique*, 13, *rue Pierre-Curie*, *Paris*.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Effet inhibiteur de sels minéraux oxygénés sur la formation du benzo-3.4 pyrène lors de la combustion du papier à cigarettes.* Note de MM. **Michel Hubert-Habart**, **Bernard Muel**, **René Royer** et **Raymond Latarjet**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

La quantité de benzo-3.4 pyrène formée au cours de la combustion du papier à cigarettes peut être abaissée à moins de 5 % de sa valeur normale par une imprégnation suffisante en NO_2Na. L'inhibition dépend de la charge en sel minéral. Un effet analogue a été observé avec MnO_4K et $Cr_2O_7Na_2$.

Lors de sa combustion, le papier à cigarettes donne, dans certaines conditions, naissance à divers hydrocarbures polycycliques dont certains sont cancérigènes. Parmi ceux-ci, le plus significatif, étant donné son abondance et son activité, est sans doute le benzo-3.4 pyrène, qu'on peut donc étudier comme hydrocarbure de référence. Il a été montré [1], puis confirmé [2], que la formation de cet hydrocarbure est très réduite lors de la combustion de papier imbibé de sulfamate d'ammonium. Nous avons pensé expliquer cette inhibition par l'hypernitrogénation du milieu consécutive à la pyrodécomposition du sel ammonique, et suggéré qu'une hyperoxygénation devrait réaliser un effet analogue [2].

Nous avons retenu, pour ces premières expériences, des sels très oxygénés comme le permanganate de potassium et le bichromate de sodium, dont la décomposition entre 160 et 1400° produit de l'oxygène, et le nitrite de sodium qui libère par chauffage des oxydes d'azote très oxydants. Ces composés étant très solubles dans l'eau, nous avons pu réaliser une imprégnation satisfaisante par simple immersion de papier dans leur solution aqueuse.

Nos expériences ont été effectuées sur 100 g de papier « vergé égyptien » brûlé en atmosphère sous-oxygénée dans l'appareil que nous avons antérieurement décrit [2].

L'imprégnation du papier a été réalisée par immersion pendant 17 h dans des solutions diversement concentrées en ces sels minéraux. Après dessiccation à basse température, nous avons suivi la séquence habituelle d'opérations : combustion, extraction, chromatographies sur alumine, détection et dosage spectroscopiques [2].

Les résultats de ces expériences sont résumés dans le tableau suivant.

Nous avons vérifié : 1° que la surcharge pondérale du papier après dessiccation augmente avec la concentration de la solution d'imprégnation; 2° que l'inhibition ne peut être attribuée à une modification de la température de combustion. En effet, la température maximum atteinte dans la cheminée de notre appareillage se situait entre 800 et 900°, selon le

degré de tassement du papier, aussi bien pour le témoin que pour les papiers traités.

Concentration de la solution d'imprégnation.		Quantité en µg de benzo-3.4 pyrène pour 100 g de papier.
Pas d'imprégnation		100
$Cr_2O_7Na_2$ (1 %)		56
MnO_4K	0,1 %	18
	1 %	14
NO_2Na	0,5 %	88
	2,5	20
	5	8
	10	4

On peut attribuer cette inhibition à la suroxygénation provoquée au sein du papier en combustion par la décomposition des sels minéraux. A l'appui de cette interprétation, rappelons que le papier brûlé en feuilles minces — donc en atmosphère très oxygénée — ne forme pas de benzo-3.4 pyrène ([3]), alors qu'il en produit des quantités notables par combustion à l'état tassé — donc en anoxie partielle ([2]),([4]). Il est admis ([5]) qu'en suroxygénation les substances cellulosiques sont totalement dégradées en gaz carbonique et eau, tandis qu'en sous-oxygénation leur pyrodestruction conduit à des molécules hydrocarbonées du type acétylénique, lesquelles serviraient de matière première pour la pyrosynthèse ultérieure d'hydrocarbures polycondensés. L'oxygène libéré par les sels minéraux inhiberait la pyroformation du benzo-3.4 pyrène en rendant plus totale la combustion du papier.

On peut également concevoir que l'oxygène et les résidus très oxygénés interviendraient au cours des enchaînements réactionnels de la pyropolycondensation en limitant le degré d'annellation des hydrocarbures pyroformés. Nous avons déjà suggéré cette possibilité pour interpréter le rôle des produits azotés issus de la décomposition du sulfamate d'ammonium ([2]). Ce rôle peut être conçu selon divers mécanismes. L'un d'eux aurait le mérite de s'appliquer également aux résidus de décomposition des sels ammoniques et des sels oxygénés : il tiendrait à la formation de radicaux libres qui limiteraient, en la détournant sur eux-mêmes, l'autocondensation des premiers résidus hydrocarbonés formés par dégradation de la cellulose.

([1]) E. T. Alvord et S. Z. Cardon, *Rapport à l'Annual meeting A. A. A. S.*, 1955, et Communication personnelle.

([2]) R. Latarjet, J.-L. Cusin, M. Hubert-Habart, B. Muel et R. Royer, *Bull. Assoc. franç. Cancer*, 43, 1956, p. 180.

([3]) C. F. Wright et E. L. Wynder, *Proc. Amer. Assoc. Cancer Res.*, 2, 1956, p. 159.

([4]) R. L. Cooper, J. A. S. Gilbert et A. J. Lindsey, *Brit. J. Cancer*, 9, 1955, p. 442.

([5]) J. Bonnet et S. Neukomm, *Oncologica*, 10, 1957, p. 124.

MINÉRALOGIE. — *Sur la présence de palygorskite dans la région de Taguenout-Hagueret (A. O. F.).* Note de Mlle **Simonne Caillère** et M. **Serge Rouaix**, transmise par M. Charles Mauguin.

Les auteurs signalent la présence d'une palygorskite très pure fortement alumineuse, dans une série sédimentaire continentale du Crétacé de la région de Taguenout-Hagueret. Ce gisement paraît s'être formé dans des conditions physico-chimiques exceptionnelles, voisines semble-t-il, de celles de certains filons métallifères.

Entre le plateau d'Asselar et la frontière algéro-soudanaise à environ 100 km au Sud-Est du puits de Taguenout-Hagueret, on rencontre sous un recouvrement dunaire une série sédimentaire continentale d'âge crétacé. Cette formation dans laquelle ont été trouvés des restes de Dinausauriens [1] est constituée par des argiles diversement colorées (rouges, vertes ou grises) par des grès à ciment calcaire ou argileux et par des dolomies.

Au milieu d'argiles rouges compactes, légèrement gypseuses, l'un de nous a trouvé une masse lenticulaire de quelques dizaines de mètres carrés de surface, constituée par un minéral papyracé blanc remarquablement homogène. Celui-ci est séparé de la roche encaissante par un produit feuilleté rougeâtre.

On ne rencontre au voisinage de cette lentille aucune formation éruptive ou hydrothermale, et l'on n'observe aucun phénomène tectonique de sorte que le niveau papyracé apparaît, sur le terrain, comme résultant de conditions locales de sédimentation, ou de diagenèse.

L'étude à l'aide des rayons X montre que le constituant de la masse lenticulaire est une palygorskite. La courbe thermique différentielle présente une série de crochets endothermiques; le premier débute vers 100° et montre une inflexion vers 140°, le second se place vers 250°, le troisième, très large, commence vers 400°, et à 550° on observe un petit crochet aigu très caractéristique, enfin trois autres accidents se placent vers 750, 800 et 900°. Elle est tout à fait typique.

Quant à la courbe thermopondérale elle révèle une perte totale de 20 % répartie en trois paliers : 6 % jusqu'à 130°, 5 % entre 150 et 250° et au-delà jusqu'à 1000°, 9 %.

L'analyse chimique effectuée sur le matériel blanc tel quel donne des résultats placés dans la colonne 1. Ceux-ci indiquent qu'il s'agit bien d'un aluminosilicate magnésien hydraté.

Dans la colonne 2, on trouvera la composition de l'argile feuilletée rougeâtre. C'est encore une palygorskite, mais elle est accompagnée par une notable quantité d'impuretés dont la plus importante est l'hydroxyde de fer responsable de la couleur.

	1.	2.
SiO_2	52,0	46,6
Al_2O_3	17,5	21,0
Fe_2O_3	1,6	6,0
CaO	1,4	1,3
MgO	7,0	7,0
$H_2O^{\pm}$	20,5	17,7
	100,0	99,6

En admettant avec W. F. Bradley [2] que la maille contient 21 oxygènes, on peut calculer pour cette palygorskite la formule structurale suivante :

$$(Si_{7,35}Al_{0,65})(Al_{2,26}Fe^{+++}_{0,15}Mg_{1,48})O_{21}Ca_{0,21}$$

Celle-ci met en évidence un remplacement notable du silicium par l'aluminium et constitue avec le minéral de Permsk (Oural), étudié par A. Fersmann [3], le type dont la couche tétraédrique est la plus alumienuse [4].

D'autre part, outre les données géologiques [1], la valeur du pH de l'échantillon égal à 8,1 et la faible quantité de sels solubles, formés surtout par SO_4Ca, permettent de préciser que le minéral a pris naissance en milieu lacustre, probablement sans communication avec la mer.

En effet, on se trouve à Taguenout-Hagueret en présence d'un gisement relativement important qui renferme des échantillons remarquablement purs. Afin d'expliquer les caractères assez exceptionnels de ce gîte, nous considérerons un certain nombre de palygorskites, formées dans diverses conditions. Nous rappellerons qu'on les rencontre dans des dépôts sédimentaires et dans des gîtes hydrothermaux où le minéral en général plus pur ne représente que de rares accidents.

Dans le tableau ci-dessous nous avons rassemblé les formules structurales des échantillons établies en considérant que le calcium mis en évidence dans l'analyse constitue seul les ions échangeables. Ainsi, bien que théoriques, les valeurs de la capacité d'échange reflètent l'influence relative du calcium présent dans le milieu de formation.

Les minéraux sont groupés par types de gisements et dans chacun d'eux par valeur décroissante de la capacité d'échange.

Provenance.	Type de gisement.	Formules structurales.
Thiès (*b*) Pallo		$(Si_{7,75}Al_{0,25})(Al_{1,77}Fe^{+++}_{0,76}Mg_{1,46})O_{21}Ca_{0,18}$
Thiès [6] Lam Lam		$(Si_{7,46}Al_{0,54})(Al_{1,48}Fe^{+++}_{0,56}Mg_{1,75})O_{21}Ca_{0,43}$
Taodeni [7]	Sédimentaire	$(Si_{7,84}Al_{0,16})(Al_{2,11}Fe^{+++}_{0,23}Mg_{1,16})O_{21}Ca_{0,43}$
Attapulgus [8]		$(Si_{7,83}Al_{0,17})(Al_{1,36}Ti_{0,07}Fe^{+++}_{0,37}Fe^{+++}_{0,03}Mg_{1,98})O_{21}Ca_{0,32}$
Taguenout		$(Si_{7,35}Al_{0,65})(Al_{2,26}Fe^{+++}_{0,15}Mg_{1,48})O_{21}Ca_{0,21}$
Meysonial-en-Mercœur	Hydrothermal	$(Si_{7,67}Al_{0,38})(Al_{2,18}Fe^{+++}_{0,06}Mg_{1,67})O_{21}Ca_{0,16}$
Can Pey [9]		$(Si_{7,66}Al_{0,34})(Al_{2,46}Fe^{++}_{0,04}Mg_{1,23})O_{21}Ca_{0,03}$

La place de la palygorskite de Taguenout-Hagueret dans le tableau est tout à fait significative, la quantité de calcium échangeable situant l'échantillon à la limite entre les gîtes sédimentaires et hydrothermaux.

L'importance du gisement est exliquée par son caractère sédimentaire, tandis que la qualité exceptionnelle du minéral est due aux propriétés physicochimiques du milieu de dépôt.

(1) R. Karpoff, R. Lavocat et S. Rouaix, *C. R. Séances Soc. Géol. Fr.*, n° 2, 1954, p. 11-14.

(2) W. F. Bradley, *Amer. Min.*, 25, 1940, p. 405-418.

(3) A. Fersmann, *Mém. Acad. Sc.*, 8e série, 32, 1913, p. 323-365.

(4) S. Caillère et S. Hénin, Brindley, 1re éd., Londres, 1951; Mineralogical Soc., 2e éd. (sous presse).

(5) G. Millot, *Thèse* (*Géol. App. et prospect. Min.*, 2, fasc. 2, 3, 4, 1949, p. 352).

(6) L. Capdecomme et G. Kulbicki, *Bull. Soc. franç. Min.*, 77, 1954, p. 500-518.

(7) S. Caillère, *C. R. 72e Congr. Soc. Sav.*, 1939, p. 147-150.

(8) P. F. Kerr, *Amer. Min.*, 22, 1937, p. 534.

(9) G. Friedel, *Bull. Soc. franç. Min.*, 30, 1907, p. 80-83.

GÉOLOGIE. — *Les relations de l'Arkose de Cosne avec les Grès rouges sidérolithiques (feuille de Moulins, Allier).* Note de M. **Marc Deschamps**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La série de Cosne est étroitement associée aux grès rouges sidérolithiques auxquels elle est superposée. Leurs faciès pétrographiques sont différents. Seules les argiles qui les constituent sont identiques et semblent provenir du déblayage des paléosols kaoliniques permocarbonifères et triasiques.

Aux environs de Tortezais (Allier), dans la contrée très rubéfiée des Balangers, j'ai relevé un contact intéressant entre l'arkose et le véritable grès sidérolithique, tel qu'il abonde sur la feuille de Montluçon, à l'Ouest de la vallée du Cher entre Aude et La Chapelaude. La partie supérieure de la formation est constituée par 3 m de grès rouges, sans feldspaths, à quartz anguleux de toutes dimensions, auxquels s'ajoutent des zircons, rutiles et tourmalines, seuls minéraux lourds ayant résisté à l'altération pédologique. C'est une ancienne cuirasse ferrugineuse qui s'est appauvrie en alumine (6 à 10 %), mais enrichie en silice (81 %). On y observe à Hérisson, plus à l'Ouest, de véritables nodules de limonite. Au-dessous de cette croûte apparaît le contact de l'arkose et du grès rouge concrétionné qui se fait par une bande rubanée de silice colloïde jaune clair, d'argile sableuse grise, microlenticulaire et de kaolin. Au-dessus de cet enrubannement on distingue une arkose à minéraux, opalifère, chargée de produits granitiques et métamorphiques, et, au-dessous, un grès rouge à structure oolithique, tous les deux ayant été soumis à une silicification pédologique.

1. *L'arkose à minéraux.* — C'est une roche gris vert, affectée par le phénomène sidérolithique. Son ciment, de nature silico-ferrugineuse et argileuse, évolue par endroits vers une structure microstratifiée, ou bien donne des mélanges argileux, tels que illites, kaolinite, hydromicas, souvent accompagnés de minéraux titanifères et formant un enduit autour des éléments détritiques. Ceux-ci sont nourris secondairement dans le complexe argilo-siliceux où ils sont quelquefois mis en contact direct, sans qu'il y ait interposition du ciment. Celui-ci, jaunâtre, est fait de silice hydratée colloïdale ou amorphe, avec des cristaux de quartz brisés et en désordre, preuve de l'existence d'un climat tropical à saison sèche de durée plus ou moins longue; il devient calcédonieux et donne au microscope de beaux sphérolithes à croix noire, ou renferme de nombreuses concrétions pigmentées ou franchement hyalines qui s'individualisent en globules, souvent entourés d'un liséré d'hydrates ferriques. L'opale est envahie par de nombreuses taches d'oxydes de fer recristallisés, ou bien par un mélange variable de particules très réfringentes. De grandes plages isotropes de néoformation passent sur leur pourtour à des argiles micacées qui sont alors orientées parallèlement au bord du minéral. Elle est parcourue par des bandes foncées d'hydrates ferriques disposées en hyperboles conjuguées. Sur son bord elle montre le produit de l'altération d'un sphène aggloméré au cours du concrétionnement. Le matériel détritique est issu des granulites de Louroux-Bourbonnais, de granites à biotite, de roches métamorphiques et amphibolitiques affleurant plus à l'Ouest :

a. Les minéraux largement représentés dans les roches mères granitiques, granulitiques et pegmatitiques, sont des quartz de granite mal calibrés auxquels sont associés : apatite, pennine, tourmaline bleue, zircon, poussières microcristallines indéterminables. Ils sont souvent corrodés et perforés, preuve d'une sédimentation en climat tropical humide de faible durée. Leurs figures de corrosion se remplissent d'opale, de paillettes de kaolinite rappelant la leverriérite. Une telle observation avait été faite par J. de Lapparent dans les formations latéritiques de l'A. O. F. Ils sont souvent disloqués et réunis par un ciment ferrugineux. Ils forment avec l'orthose des groupements du type micropegmatitique. Les biotites sont tantôt fraîches, tantôt pourvues de produits ferrotitanés groupés en petits cristaux aciculaires de rutile; certaines sont dépigmentées ou chloritisées (variété ripidolite). Le zircon donne des auréoles pléochroïques intenses comme dans la roche primitive. La plupart des feldspaths sont bien conservés : orthoses mâclées, microcline, albite, oligoclase. Leurs clivages sont remplis par de l'oligiste résultat d'une déshydratation de la limonite au cours d'une évaporation pendant une période sèche. J'ai observé également des minéraux plus rares comme l'astrophyllite, la scheelite et l'eudialite, probablement issus de granulites, pegmatites et syénites.

Les minéraux lourds en grains isolés appartiennent au sphène, grenat, rutile, chacun d'eux, souvent masqué par des oxydes.

b. Les minéraux *d'origine métamorphique* doivent être issus des amphibolites de la vallée du Cher enclavées dans les gneiss et les granites de Montluçon. Il faut citer une amphibole du type trémolite, des quartz de gneiss à inclusions aciculaires de sillimanite, de quartzites et de micaschistes, ainsi que des associations de quartz et de grenat.

c. Les *minéraux secondaires* sont nombreux, disséminés, dans le ciment : pennine, séricite, zoïsite, phyllites sodiques, grenat séricité, plagioclases calcitisés, orthoses damouritisées, clinochlore, chrysotile, serpentine. Seul le complexe illite et kaolinite, cité plus haut, riche en eau et en soude, proviendrait d'un lessivage de la leverriérite du Stéphanien de Commentry et de Bézenet-Montvicq.

2° *Le grès rouge oolithique*. — Sous les arkoses à minéraux un changement brusque de faciès lithologique se manifeste avec l'apparition des oolithes ferrugineuses formées autour d'esquilles de quartz et de silex. Ces oolithes silico-ferrugineuses de 90 à 800 μ, à nucléus anguleux de quartz ou de fer oligiste opaque ou amorphe, sont entourés d'une enveloppe fine de 25 μ, avec des liserés de goethite non concentriques et souvent impressionnés par des quartz très fins qui pénètrent dans le cortex. Lorsque l'oolithe est parfaite, elle est sphérique et donne un effet de croix noire en lumière polarisée.

La matière interticielle réunissant les concrétions est plus claire et son état cristallin variable. L'opale confère au ciment une anisotropie partielle. Ailleurs il contient des groupements de fibres biréfringentes d'hydrates ferriques, tantôt courtes et minces, tantôt longues devenant plus épaisses aux extrémités. Un filonnet d'opale sert de frontière entre ces deux zones. Un pigment abondant développe une poussière noire de grains de 3 à 4 μ, les plus fins étant invisibles. Des nodules rouges de 5 mm maximum cohabitent avec les oolithes; c'est un cas d'oolithisation en milieu détritique immobile au cours d'une période de calme tectonique.

Conclusions. — On observe donc une circulation importante du mélange silice-fer et d'argiles kaoliniques caractérisant un climat tropical humide, et de la silice proprement dite caractérisant un climat tropical sec ([1]) dans les dépôts continentaux éocènes du Nord du Massif Central. La concentration du fer sidérolithique s'est faite par migration *per descensum* d'une phase résiduelle au cours d'un lessivage des alluvions supérieures par les eaux acides qui ont entraîné l'oxyde de fer. On peut la suivre partout à la base de la série de Cosne et des formations sableuses et kaoliniques, comme l'a observé H. Schoeller dans le Sud du Plateau Central ([2]). D'ailleurs, de ce qui était du Sidérolithique sableux, il ne reste que des rognons de limonite constituant sa base; j'ai retrouvé ceux-ci dans la carrière des

Tourneaux (forêt de Dreuille) disposés au-dessus de l'arkose à orthoses blanches.

J'ai déjà signalé les rapports étroits entre les calcaires concrétionnés du Berry et les grès rutilants sidérolithiques ([3]) de Montluçon, de Villefranche-d'Allier, du Lembron au Sud d'Issoire (feuille de Brioude). Ici, c'est un Sannoisien tout à fait identique à celui du Bourbonnais; vers le sommet il passe à du Calcaire de Brie comparable aux calcaires du Berry (mIIIa).

Le grès rouge à structure oolithique résulte d'une évolution pédologique en climat tropical humide, en raison de l'importante précipitation des hydrates ferriques après une phase rhexistasique ([4]). Le rutile abondant dans cette roche a peut-être aussi une signification climatique, comme le pense J. de Lapparent à propos des phénomènes de bauxitisation.

([1]) A. Birot, *Utilisation des « formations corrélatives ». Les méthodes de la morphologie*, Presses Universitaires, 1955.

([2]) *Bull. Serv. Carte géol. Fr.*, 63, n° 206.

([3]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 637.

([4]) H. Erhart, *La genèse des sols en tant que phénomènes géologiques* (Coll. *Évolution des sciences*), Masson, Paris, 1956.

(*Laboratoire de Sédimentologie de la Faculté des Sciences de Paris.*)

MÉTALLOGÉNIE. — *Facteurs climatologiques et de milieu dans la genèse des minéralisations de la Nyanga (A. E. F.).* Note de M. **Pierre Nicolini**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Dans la partie méridionale de l'A. E. F., un examen détaillé des facteurs climatiques et de milieu qui ont présidé au dépôt des sédiments montre que la présence de minéralisations, en particulier de minéralisation en cuivre, est liée à un climat chaud et à un milieu marin.

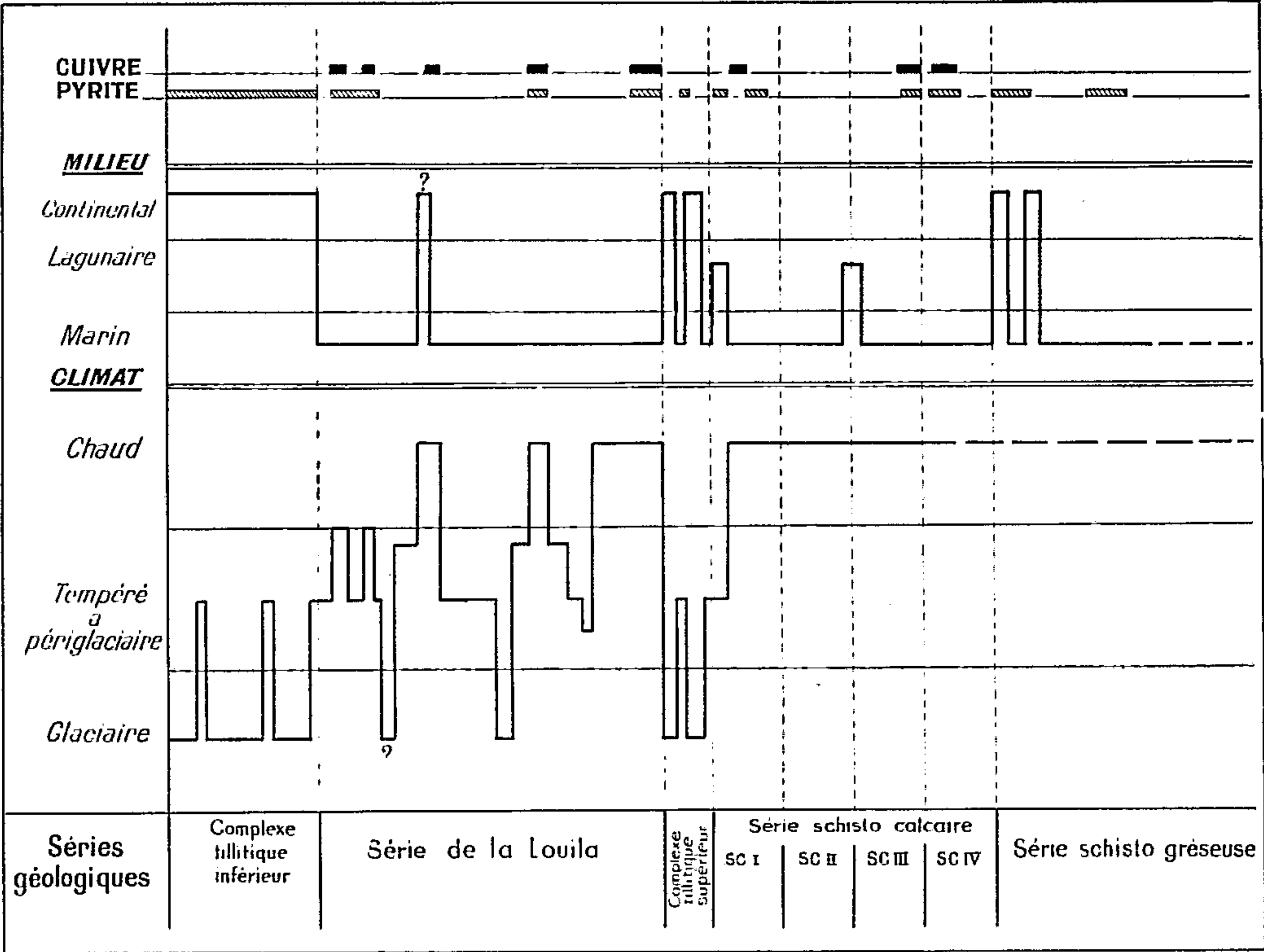
Entre la chaîne actuelle du Mayombe et le socle cristallin du Chaillu, se sont déposées un certain nombre d'assises d'âge précambrien. Ces assises ont été plissées au Sud-Ouest par l'orogenèse mayombienne et forment actuellement un vaste synclinorium dissymétrique, dit « Synclinal de la Nyanga ».

Les dépôts supérieurs du Synclinal de la Nyanga, groupés sous le nom de « Système du Congo Occidental », et dont l'épaisseur atteint 3 000 m, paraissent s'être sédimentés dans des conditions climatiques et de milieu extrêmement variées : glaciaires, périglaciaires, chaudes, et en milieu marin avec de nombreux épisodes lagunaires et continentaux. Une minéralisation en pyrite et sulfures de cuivre, de plomb et de zinc, d'ailleurs très pauvre, mais présentant parfois une continuité remarquable le long

de certains horizons, apparaît en diverses régions du Synclinal de la Nyanga.

Nous nous proposons dans cette Note, de montrer les relations qui existent entre les phases de minéralisation et les conditions climatiques ou de milieu qui ont dû régner au moment du dépôt des sédiments. Il ne sera pas question ici des facteurs climatiques pouvant actuellement, ou ayant pu au cours de l'histoire géologique d'un gisement, provoquer une remise en mouvement des solutions minéralisées ou oxyder la partie supérieure des minéralisations.

Le graphique ci-dessous montre les relations existant entre la présence de minéralisations et le milieu de sédimentation.



1. Les minéraux cuprifères se localisent dans des horizons déterminés et n'existent pas, ou n'existent que sous forme de traces insignifiantes, en dehors de ces horizons. Ces horizons minéralisés correspondent, d'une part à un dépôt en milieu marin et, d'autre part, à des conditions climatiques chaudes ou au moins tempérées (horizons à stromatolithes, horizons construits, etc.). Cependant la minéralisation n'est pas présente *chaque fois* que ces conditions sont réunies. Les dépôts considérés comme gla-

ciaires (tillites) et périglaciaires (schistes tillitiques, niveaux varvés, etc.) sont exempts de cuivre.

La pyrite se montre au contraire ubiquiste, que ce soit au point de vue milieu de dépôt ou au point de vue climatique. Elle apparaît à la fois dans les formations marines, lagunaires et continentales, et dans les formations glaciaires, périglaciaires ou déposées dans des conditions plus chaudes.

On connaît d'ailleurs, dans les dépôts actuels, des sulfures de fer dans les différents milieux et sous des climats également différents : Mer Baltique, Sibérie, zones intertropicales.

2. Il semble, à première vue, difficile de considérer comme hydrothermale, une minéralisation liée d'une manière si étroite aux conditions de dépôt des sédiments. Une origine syngénétique ou hydatogène (1) paraît plus vraisemblable, on peut supposer que les organismes générateurs de sulfures, probablement des bactéries, ne trouvent leurs conditions optima de développement que lorsque le facteur milieu et le facteur climat sont favorables. D'autre part, la solubilité des sels métalliques varie selon les conditions climatiques.

En résumé, on peut admettre que *les gisements métalliques syngénétiques se forment lorsque les conditions climatologiques sont telles que les caractères biologiques et physico-chimiques du milieu présentent des conditions optima.*

3. On peut se demander si ces facteurs ne pourraient être invoqués à propos d'autres provinces métallogéniques, notamment la province cuprifère de Vohibory à Madagascar.

D'autre part, il doit être possible d'utiliser de tels critères dans les discussions sur l'origine de certains gisements dont la genèse reste encore controversée.

Il ne faut cependant pas perdre de vue que certaines minéralisations épigénétiques ont pu se superposer à des minéralisations syngénétiques, comme on l'avance pour des gisements de plus en plus nombreux. Dans tous les cas, en effet, où des rapports s'établissent entre une minéralisation et les conditions écologiques du sédiment encaissant, si l'on veut faire intervenir des facteurs épigénétiques, il faut admettre que ces facteurs peuvent également avoir été influencés par le climat et le milieu, ce qui limite les processus possibles.

(1) Hydatogène : toute modification épigénétique de solutions aqueuses d'origine non magmatique, dont les produits dissous ont été empruntés à des roches et sont redéposés après un transport plus ou moins long.

(*Direction des Mines et de la Géologie à Brazzaville, A. E. F.*)

PALÉONTOLOGIE. — *Variétés naines de* Trilophodon pentelicus *dans le Néogène de l'Espagne.* Note (*) de MM. **Frédéric-Marie Bergounioux** et **Fernand Crouzel**, présentée par M. Jean Piveteau.

Les formes naines se rattachant à *Trilophodon* (*Chœrolophodon*) *pentelicus* Gaudry, dans des gisements néogènes espagnols, donnent lieu à la création de deux nouvelles variétés : *minor* et *minimus* strictement localisées dans la péninsule ibérique.

Deux molaires de petite taille, en provenance de gisements néogènes de l'Espagne, ont retenu notre attention. Elles se rapportent l'une et l'autre à l'espèce *Trilophodon (Chœrolophodon) pentelicus* Gaudry (1856). Cette forme est connue par des crânes de jeunes individus, portant des molaires de lait et parfois la première molaire intermédiaire (et aussi par une M^2 et une M_3). Ces dents sont composées de nombreux conules et conelets disposés en désordre (chœrolophodontie); des cannelures verticales le long des tubercules forment sur la surface d'abrasion des replis ptycoïdes : une anancoïdie occasionnelle peut être parfois observée. Une crête récurrente prend une importance exceptionnelle, à l'avant; le talon est toujours crénelé; le sulcus longitudinal est incomplet et souvent absent. Les incisives supérieures, de section ovale et large, sont recourbées vers le haut et vers l'extérieur.

1. *La variété* minor. — Le gisement de Concud est situé dans le barranco de las Cavaleras, à 5 km au Nord-Est de Teruel. Il a été attribué au Pikermien (Pontien supérieur) avec une faune à affinités orientales.

La dent est une D^4 supérieure; elle ne présente pas le rétrécissement de D^3 au niveau de la première colline; elle est presque rectangulaire avec son maximum de largeur à l'arrière. Sa longueur est de 52 mm alors que la même dent chez *Trilophodon pentelicus* mesure en moyenne 69 mm de long et n'a jamais moins de 62 mm.

Par l'ensemble de ses caractères, cette dent se rapproche de l'espèce-type. Mais ses dimensions réduites obligent à la placer dans une nouvelle variété : *minor*. (*Collection* Crusafont-de Villalta à Barcelone).

2. *La variété* minimus. — Le bassin tertiaire de Grenade, grossièrement allongé du Sud-Ouest au Nord-Est, est compris entre les localités de Loja, d'Alhama, de Granada et d'Alfacar. L'Helvétien marin occupe la presque totalité de la dépression; au-dessus de ces couches, s'étagent en discordance des conglomérats marins et saumâtres, des marnes ligniteuses ou gypseuses (fossilifères à Alfacar), des marnes sableuses continentales et les calcaires lacustres d'Alhama.

L'âge de ces couches est encore mal précisé et fait l'objet des recherches du R. P. Aguirre. Sur son conseil, nous avons placé provisoirement dans

le complexe Pikermien-Pliocène inférieur les dépôts d'Alfacar dans lesquels ont été trouvés des fossiles en cours de détermination. On y a cependant reconnu : *Testudo* sp., *Rhinoceros* sp., *Hipparion* sp., *Deinotherium* sp. de petite taille, *Anancus arvernensis*, var. *brevirostris*, *Pentalophodon sivalensis* et une petite forme se rapportant à *Trilophodon pentelicus*.

Cette dernière espèce est représentée par une $M^{\underline{2}}$ supérieure d'un individu adulte dont les dimensions sont très réduites : elle n'a que 91 mm de longueur. Elle est très large (55 mm). Elle compte 32 à 34 aristogènes groupés en quatre collines et à l'intérieur des vallées qu'ils encombrent. Le talon est bien dégagé. La plupart des tubercules sont cannelés dans le sens vertical et donnent des figures d'usure plissotées (replis ptycoïdes). Le sulcus médian est à peine esquissé sur les premières collines. Les racines sont nombreuses, longues, divergentes et anastomosées.

Il est évident que cette dent adulte se rattache à *Trilophodon pentelicus* par l'ensemble de ses caractères. Mais ses dimensions sont très faibles, puisqu'elles se situent à mi-chemin entre *Phiomia* et *Trilophodon olisiponensis* et ne dépasseraient pas la moitié de celles d'une dent similaire de l'espèce-type. Si l'on ne possède pas, en effet, tous les éléments de la denture de *Tr. pentelicus*, on sait que la taille de cette espèce l'emportait sensiblement sur celle de *Tr. angustidens*.

Dans ces conditions, on doit considérer qu'il s'agit d'un représentant d'une variété naine : *minimus*. (Muséum d'Histoire Naturelle de Madrid.)

Conclusion. — La présence en Espagne de formes pikermiennes présentant des affinités orientales ne saurait étonner. M. Crusafont et ses collaborateurs ont, en effet, démontré que, durant la dernière partie du Pontien, la région du Vallés-Pénédés, isolée durant le Vallésien (Pontien inférieur), avait été en communication avec le Roussillon et toute la partie Nord de la bordure méditerranéenne; les échanges fauniques y étaient rendus possibles ([1]). Une migration de Mastodontes ne peut que corroborer cette manière de voir.

Il est plus difficile de rendre compte du nanisme que représentaient ces formes pikermiennes. On sait qu'au Quaternaire, les îles méditerranéennes et l'Italie péninsulaire ont été peuplées par des Éléphants nains ([2]). On ne peut donc invoquer l'insularité pour expliquer cette anomalie de taille. Peut-être faut-il voir le résultat de facteurs internes : arrivé au terme de ses migrations européennes, le phylum *Tr. pentelicus* avait épuisé ses potentialités évolutives; de plus, son isolement géographique ne permettait plus des croisements avec des animaux plus vigoureux. Il n'est pas impossible aussi de penser que, dans ces régions nouvellement peuplées, les conditions de biotopie étaient très différentes de celles du lieu d'origine du groupe (climat, flore sylvestre et herbacée). L'espèce, représentée par de petites hardes vite isolées, ne pouvait que végéter, avant de disparaître

assez rapidement. C'est l'impression que donnent ces quelques ossements qu'on ne retrouve plus au Pliocène moyen et au-delà de la zone côtière (ou sub-côtière) méditerranéenne de la péninsule ibérique.

(*) Séance du 10 février 1958.

(1) M. CRUSAFONT, *XIXe Congrès Int. Alger*, fasc. 13, 1954, p. 119-126.

(2) P. LEONARDI, *Estudios geologicos*, (IX), 18, p. 257-284, Madrid, 1953.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Recherches sur la présence des enzymes des uréïdes glyoxyliques chez les Algues marines.* Note de M. **SERGE VILLERET**, présentée par M. Raoul Combes.

La présence des enzymes des uréïdes glyoxyliques a été reconnue chez les Algues marines testées. L'activité enzymatique, variable d'une espèce à l'autre et sans rapport avec la position systématique, est en général, moins prononcée que chez les Algues d'eau douce.

Dans une Note antérieure (1), nous avons fait connaître la présence des enzymes des uréides glyoxyliques chez de nombreuses espèces d'Algues d'eau douce. Étendant nos investigations aux Algues marines les plus communes sur la côte Nord bretonne, nous avons recherché ces mêmes enzymes, allantoïnase et allantoïcase, chez une cinquantaine d'espèces appartenant aux différentes classes des Algues : Chlorophycées (7 espèces), Phæophycées (15 espèces), Rhodophycées (29 espèces).

La technique utilisée pour la mise en évidence ou le dosage des enzymes est maintenant classique (1), (2), (3). Dans le cas présent, les Algues recueillies en place sont immédiatement rapportées au laboratoire, lavées très rapidement à l'eau déminéralisée. Ce lavage ne semble pas préjudiciable à la majorité des espèces. Seules, quelques Algues rouges ont abandonné une partie de leurs pigments au moment de l'essorage. Elles ont été rejetées puisque, manifestement, on pouvait craindre une certaine désorganisation cellulaire. Les autres, séchées sous vide et sur Cl_2Ca, sont pulvérisées et mises en expérience selon les conditions habituelles. Des recherches préliminaires avaient montré que l'optimum d'activité enzymatique se trouvait réalisé à pH 7,3, comme dans le cas des autres végétaux. L'activité allantoïnolytique (allantoïnase) a été seule dosée. Habituellement, les résultats des mesures sont exprimés en milligrammes d'allantoïne transformés par 10 g de poids sec du végétal. Or, la plupart des Algues marines présentent une importante quantité de matériel glucidique qui fait baisser la teneur en azote par rapport au poids sec. Eu égard à la nature protéique des enzymes, nous préférons rapporter l'activité allantoïnolytique à 1 g d'azote total du matériel étudié (minéralisation avec

catalyseur au sélénium et microkjeldahl). Nous l'exprimerons en milligrammes d'allantoïne transformés par gramme d'azote total (= mg allantoïne/g N total), toujours dans les mêmes conditions expérimentales, soit 10 g de poids sec du végétal dans 1 l d'une solution du substrat à 1 °/₀₀. Pour comparaison, nous avons repris nos chiffres relatifs aux Algues d'eau douce pour les exprimer sur la même base.

Résultats. — La présence de l'allantoïnase a été reconnue dans 90 % du nombre des espèces éprouvées.

La recherche a été négative chez *Griffithsia corallinoides* (L.) Batters, *Falkenbergia rufolanosa* (Harvey) Schmitz, *Halopteris ficilina* (Gratel.) Kütz., *Desmarestia ligulata* (Light.) Lam., *Halidrys siliquosa* (L.) Lyngb. Mais ces espèces n'ont été éprouvées que deux fois dans l'année. Or, les autres espèces présentent une activité enzymatique variable avec le développement de la plante. Ainsi *Laurencia pinnatifida* (Huds.) Lam., *L. obtusa* (Huds.) Lam., ont une activité nulle en mars, et au contraire, notable de décembre à février. *Fucus serratus* L., à l'état de plantule en décembre, a une activité égale à 32 mg allantoïne/g N, activité qui passe progressivement à 80 mg allantoïne/g N en mai, à l'état adulte. *Ulva lactuca* L. offre une même augmentation de l'activité enzymatique de décembre à mai. On peut supposer alors que l'activité nulle des premières espèces citées est provisoire. En règle générale, l'activité moyenne se situe entre 5 et 15 mg allantoïne/g N total.

Seules, quelques espèces comme *Cladophora rupestris* (L.) Kütz., *Enteromorpha intestinalis* (L.) Link, *Cystoclonium purpureum* (Huds.) Batt., *Gastroclonium ovatum* (Huds.) Papenf., *Ceramium rubrum* (Huds.) C. Ag., manifestent une activité atteignant 60 à 130 mg allantoïne/g N total.

Pour comparaison chez les Algues d'eau douce, nous avons trouvé, avec *Staurastrum inflexum* Ralfs (Desmidiées), *Zygnema circumcarinatum* Czurda (Conjuguées) et *Pleurochloris magma* Petersen (Hétérokontées), des activités allantoïnolytiques exceptionnelles, comprises entre 400 et 500 mg allantoïne/g N total. L'activité moyenne se situe entre 50 et 100 mg allantoïne/g N total, pour les autres Algues d'eau douce.

L'activité allantoïcolytique (allantoïcase) est beaucoup moins répandue et moins sensible. Elle est nette cependant chez *Cladophora rupestris*, *Ulva lactuca*, *Enteromorpha pl. sp.*, *Rhodocorton purpureum* (Light.) Rosenv., plus faible chez *Gastroclonium ovatum*, *Codium bursa*, *Fucus serratus*, *Desmarestia ligulata*. Ailleurs, elle est nulle.

En conclusion, comme chez les Algues d'eau douce, nous retrouvons chez les Algues marines la même variété dans la répartition des activités enzymatiques qui se manifestent à des degrés divers et sans rapport avec la position systématique. Dans l'ensemble, cependant, l'activité allantoïnolytique (la seule mesurable) est beaucoup plus faible chez les Algues

marines que chez les Algues dulcaquicoles. Seules, les quelques Chlorophycées marines éprouvées : *Ulva, Enteromorpha, Cladophora* et *Codium* manifestent une activité comparable à celle des Chlorophycées d'eau douce. Ceci pourrait s'expliquer, semble-t-il, par la localisation de la plupart des échantillons récoltés au voisinage des points d'eau douce, plus ou moins eutrophisée.

(1) S. VILLERET, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 90.
(2) A. BRUNEL, *Traité pratique de Chimie végétale*, 3, p. 522 et 621, G. Frère, Tourcoing.
(3) BRUNEL-CAPELLE, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 2224.

BIOCHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur un pigment flavonique extrait des graines de* Phœlipæa ramosa *L*. Note (*) de MM. **CAMILLE IZARD** et **JEAN MASQUELIER**, transmise par M. Pierre Dangeard.

Au cours de recherches sur l'Orobanche parasite du Tabac (*Phœlipæa ramosa* L.), nous avons remarqué la présence, dans les graines de cette plante, d'une substance jaune présentant la plupart des réactions propres aux dérivés flavoniques. L'isolement et l'étude des propriétés physico-chimiques de ce pigment font l'objet de la présente Note.

L'extraction s'opère en épuisant les graines de *Phœlipæa ramosa* par le méthanol maintenu à la température de + 4° C. La solution obtenue, concentrée sous pression réduite et refroidie, laisse déposer un précipité jaune citron qu'on récupère par centrifugation. On purifie la substance en la dissolvant dans le méthanol chaud et en lui faisant subir des précipitations successives à basse température. Finalement, le pigment se présente sous l'aspect d'aiguilles microcristallines jaune pâle, solubles à chaud dans le méthanol, l'éthanol et les alcools en général, solubles dans l'acétone, très peu solubles dans l'eau même à la température de l'ébullition, solubles dans les alcalis.

Point de fusion : 275° C (corr.).

Étude chromatographique. — Une solution alcoolique du pigment est soumise à la chromatographie ascendante sur papier Whatman n° 1. Utilisant comme témoin le rutoside, nous avons obtenu les résultats suivants dans les différents solvants mis en œuvre :

Solvant.	R_f du rutoside.	R_f du pigment.
Eau bidistillée	0,20	0,00
Isopropanol : eau 60/40 v/v	0,79	0,68-0,70
Acide acétique : eau 15/85 v/v	0,44	0,00
Butanol : acide acétique : eau 4/1/5 v/v	0,54	0,79
Phénol : eau 73/27 en poids	0,42	0,94-0,97

Aucune des valeurs citées ne se rapporte à l'un des nombreux dérivés flavoniques actuellement décrits dans la littérature. Toutefois, l'absence de migration dans l'eau bidistillée ainsi que dans l'acide acétique dilué (15/85 v/v) laisse supposer que le pigment ne possède pas de copule glucidique. Nous avons vérifié que l'hydrolyse acide n'entraînait aucune modification dans le comportement chromatographique de cette substance. Il ne s'agit donc pas d'un hétéroside.

Étude spectrophotométrique. — En solution dans l'éthanol (10 mg/l), le pigment présente, dans l'ultraviolet, deux bandes d'absorption, à 2 710 et 3 580 Å (*fig.* 1, trait plein). L'addition de chlorure d'aluminium déforme légèrement la courbe et produit un effet bathochrome assez net (*fig.* 1, trait pointillé).

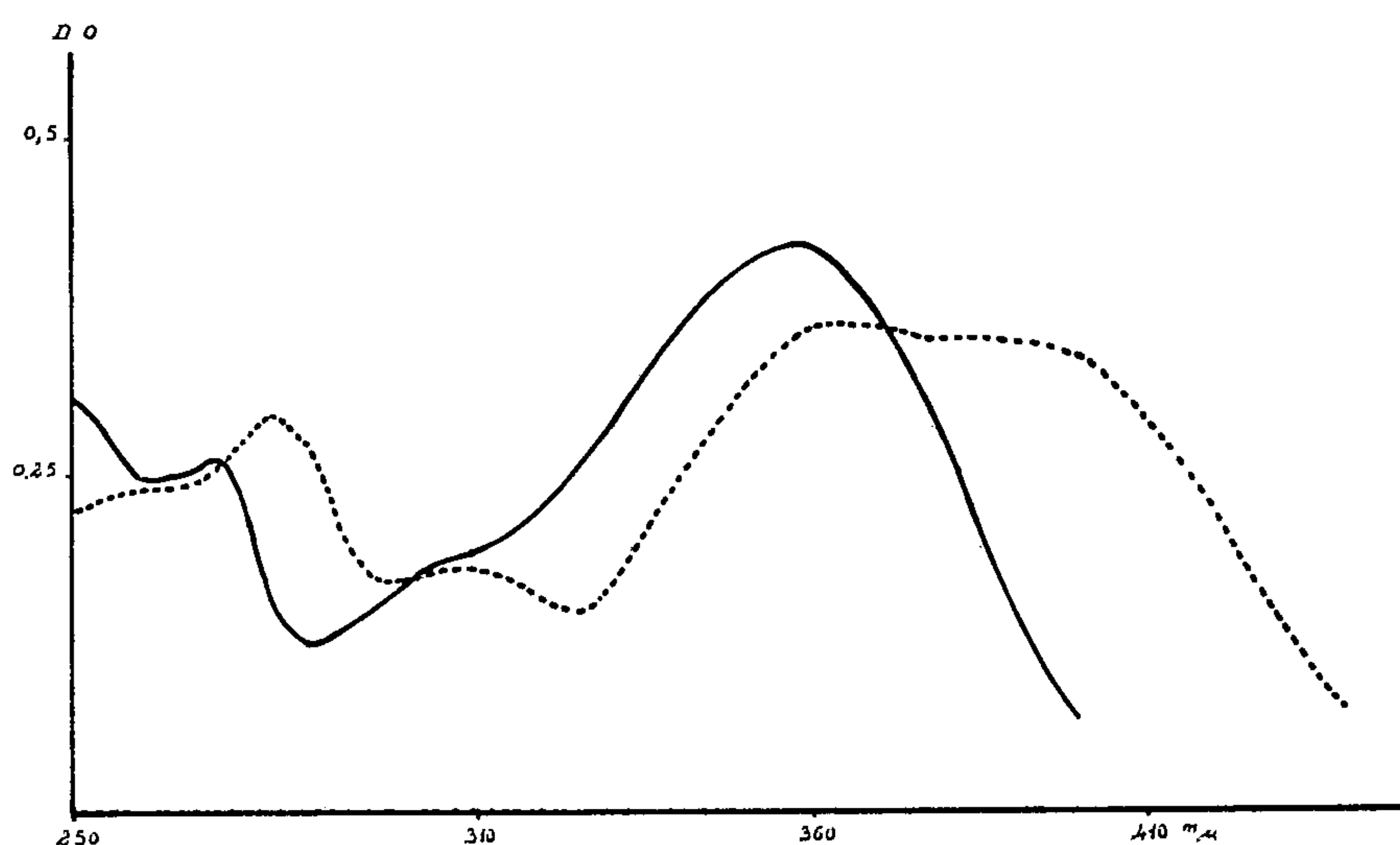


Fig. 1.

La substance présente une remarquable stabilité en milieu alcalin. En solution dans $CO_3\ Na_2$ à 1 ‰, la courbe d'absorption prend l'allure indiquée sur la figure 2 (trait plein). Après 18 h de contact, le spectre ne subit pratiquement aucune modification (*fig.* 2, trait pointillé).

Ici encore, les données obtenues ne correspondent à aucun pigment flavonique actuellement connu.

Étude de l'anthocyanidol obtenu par réduction. — En traitant une solution alcoolique du pigment par l'hydrogène naissant (action du magnésium en milieu chlorhydrique) on voit apparaître une coloration rose mauve, due à la formation d'un dérivé oxonium du type anthocyanidol. Nous avons effectué l'étude chromatographique et spectrophotométrique de ce colorant, sans parvenir à l'identifier à quelque anthocyanidol connu.

La chromatographie, pratiquée dans les conditions recommandées par Bate-Smith [1], donne les résultats suivants :

Solvant.	R_f.
Acide chlorhydrique 2 N	0,03
Butanol : acide acétique : eau 4/1/5 v./v.	0,92
Solvant Forestal [1]	0,93

Le spectre d'absorption en lumière visible montre un maximum à 5 150 Å.

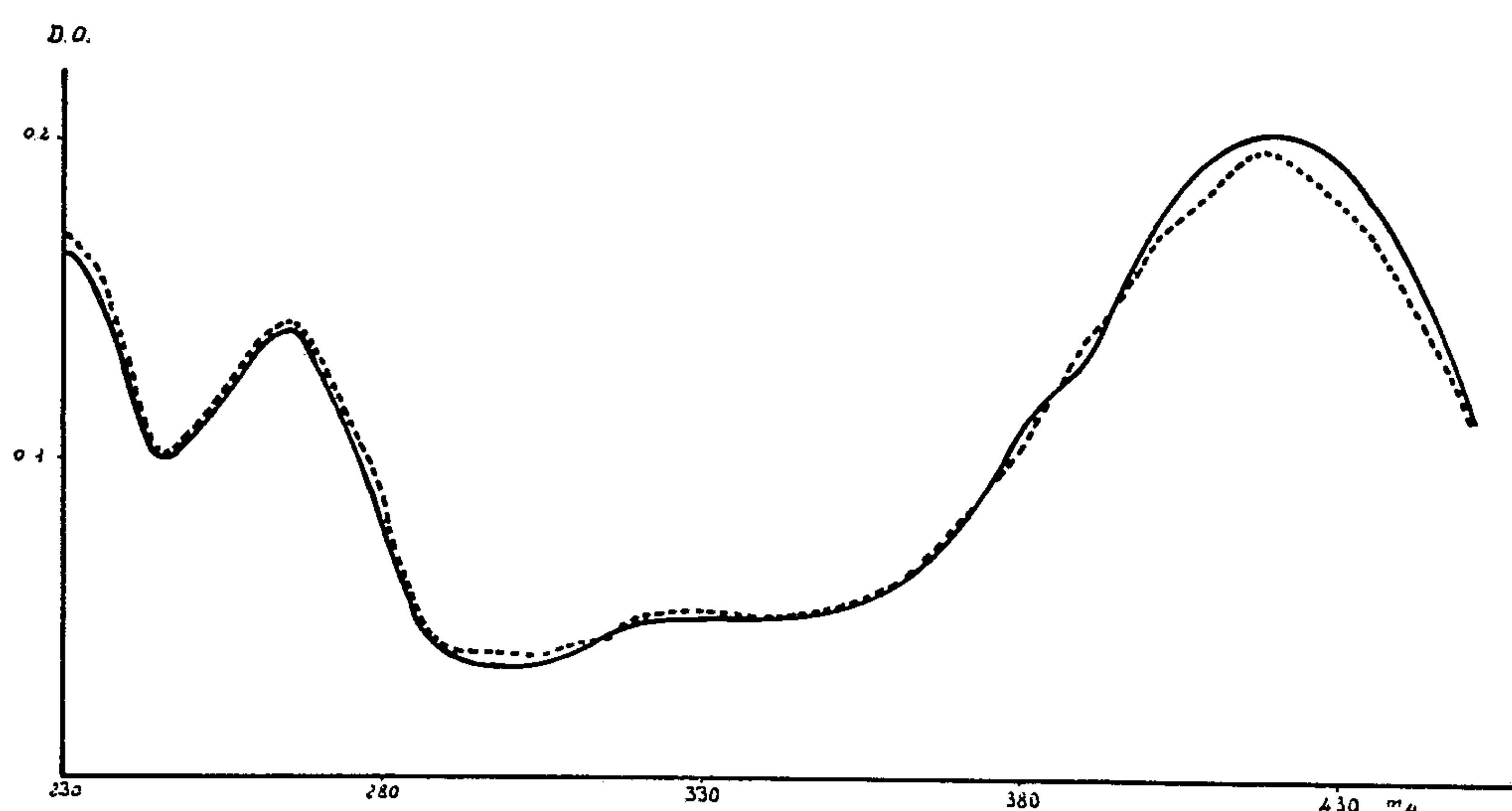


Fig. 2.

Conclusion. — Les graines de *Phœlipæa ramosa* renferment un pigment flavonique de nature inconnue, pour lequel nous proposons le nom de « *Phœlipéone* ».

Le comportement chromatographique et spectrophotométrique de cette substance et de son produit de réduction ne nous a pas jusqu'à présent, permis de l'identifier à un pigment déjà décrit. Dépourvue de copule glucidique, la Phœlipéone jouit d'une grande stabilité en milieu alcalin et se transforme par hydrogénation en un dérivé oxonium lui aussi très stable.

(*) Séance du 24 février 1958.

[1] E. C. Bate-Smith, *Bioch. J.*, 58, n° 1, 1954, p. 122-125.

(*Institut Expérimental des Tabacs de Bergerac, Faculté de Médecine et de Pharmacie de Bordeaux.*)

PATHOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur une maladie du Cresson, nouvelle en France.* Note de M. **Pierre Bondoux**, présentée par M. Philibert Guinier.

Nous avons été récemment alertés au sujet d'une maladie apparue dans les cressonnières à Saint-Hilaire (Seine-et-Oise), dans la région d'Étampes. Un cas vient également de nous être signalé à Pierre-la-Treiche (Meurthe-et-Moselle). Les symptômes maladifs présentés par les plantes atteintes ne correspondaient pas à ceux des affections du Cresson habituellement rencontrées en France. Nous avons pu identifier la maladie : il s'agit du « Crook root disease » des auteurs anglais; les symptômes correspondent à ceux décrits par D. M. Spencer et H. H. Glasscook (1). En outre, nous avons trouvé dans les racines malades les balles de spores caractéristiques de l'agent pathogène.

Symptômes de la maladie. — La maladie commence à se manifester en octobre-novembre; elle atteint son plein développement au cours de l'hiver, et, dans les cas observés, la récolte de janvier-février a été en grande partie anéantie.

Les premiers symptômes visibles, accompagnés d'une forte diminution de vigueur des plantes atteintes, apparaissent sur les feuilles. Celles-ci restent de taille réduite et les jeunes folioles deviennent plus ou moins chlorotiques, présentent un aspect enroulé ou gaufré, et sont cassantes.

Ce rabougrissement des parties émergées est toujours accompagné d'une déformation des racines. Leur longueur est considérablement diminuée; elles sont courbes et tordues (d'où le nom anglais de la maladie); elles sont renflées à l'extrémité ainsi qu'au niveau des courbures. En outre, leur nombre est réduit d'environ 75 %.

Des racines secondaires peuvent alors se développer, mais elles sont à leur tour attaquées et déformées.

Lorsque la maladie a atteint son plein développement, souvent la base de la tige du Cresson pourrit, ce qui entraîne une rupture. Les plantes ainsi détachées flottent et suivent le courant de l'eau.

Les plantes restées en place reprennent de la vigueur à partir du mois d'avril. Mais les racines émises alors sont contaminées et présentent également des déformations.

L'agent pathogène. — Spencer et Glasscook ont reconnu que la maladie étant provoquée par un champignon parasite, qui est probablement une espèce du genre *Spongospora*. Les deux formes rencontrées par ces auteurs l'ont été également sur les plantes que nous avons examinées : des zoosporanges et des balles de spores alvéolées creuses rappelant une éponge.

Ce champignon, dont la position systématique, encore incertaine, demande une étude plus poussée, est aquatique. Il appartient à la classe

des Archimycètes. D'après Spencer, il s'écoule 8 à 10 jours entre l'infection et la libération des premières zoospores dans les conditions du laboratoire.

Les hôtes de ce parasite connus actuellement, sont : *Nasturtium officinale* R. Br. et l'hybride *Nasturtium uniseriatum* Howard et Manton × *N. officinale* R. Br.

Importance économique. — La rapidité avec laquelle le parasite se développe dans les racines et émet des zoospores dans l'eau de la cressonnière peut expliquer la facile extension de la maladie dans une zone contaminée. Celle-ci, inconnue l'année précédente, prend immédiatement des proportions inquiétantes.

En Angleterre, où la maladie est connue depuis une dizaine d'années, on estime que la diminution de la production en Cresson est de plus de 30 %.

Moyens à mettre en œuvre contre le parasite. — En dehors des méthodes prophylactiques pouvant être préconisées pour limiter l'extension de la maladie, aucune méthode de lutte précise ne peut être encore donnée. Toutefois, il a été reconnu [2] que le zinc gênait et même empêchait le développement du parasite.

La principale difficulté réside dans l'application efficace d'un traitement sur une plante aquatique vivant dans une eau constamment renouvelée.

Il reste également des inconnues dans le cycle complet de développement du champignon. Des études seront entreprises dans ce sens, afin de préciser la période du maximum d'efficacité d'un traitement.

(1) D. M. SPENCER et H. H. GLASSCOCK, *Plant Pathology*, 2, 1953, p. 1.
(2) J. A. TOMLINSON, *Nature*, London, 178, n° 4545, 1956, p. 1301-1302.

(*Station Centrale de Pathologie végétale, I. N. R. A., Versailles.*)

PHYSIOLOGIE. — *Activité gonadotrope du colostrum humain.*
Note de MM. **MARCEL RIBON** et **ANDRÉ VEILLET**, présentée par M. Louis Fage.

Dans de récentes communications, Romani et Mlle Quantius (1), Moreau et coll. (2), ont montré qu'un extrait insaponifiable de colostrum de Vache possédait une action antigonadotrope; cet extrait s'opposerait à l'effet ultérieur des gonadostimulines chez la Lapine et la Souris impubère, provoquant en outre, chez ce dernier animal, une nette régression pondérale du tractus génital.

Or, des travaux déjà anciens, résumés et repris par Konsuloff (3) indiquaient l'existence probable d'hormone gonadotrope dans le colostrum humain et, à un degré moins net, dans le colostrum de Vache. Cette notion fut niée par certains auteurs et tomba dans l'oubli. Courrier (4) n'en fait

pas mention dans son livre : *Endocrinologie de la gestation* et il est probable que l'absence de recherches concernant cette question tient autant aux difficultés d'utiliser des réactions assez sensibles pour être significatives qu'à l'inconstance des résultats suivant l'espèce considérée.

Nous avons étudié l'activité hormonale du colostrum humain en l'intégrant dans le cadre plus large de la sécrétion lactée pendant les premiers jours du post-partum.

A. MODALITÉS DE L'EXPÉRIMENTATION. — 1° *Produits étudiés.* — Nous avons utilisé quatre échantillons de lait de Femme recueillis à la Clinique obstétricale de Nancy (Professeur Vermelin) correspondant aux quatre premiers jours du post-partum et résultant chacun du mélange des produits obtenus au tire-lait chez plusieurs accouchées du même jour :

N° 1. Lait colostral du 1er jour obtenu dans un délai de 0 à 24 h après l'accouchement;

N° 2. Lait du 2e jour (délai de 24 à 48 h après l'accouchement);

N° 3. Lait du 3e jour (délai de 48 à 72 h);

N° 4. Lait du 4e jour (délai de 78 à 96 h).

Chaque échantillon est acidifié à pH 4 à l'acide acétique, écrémé par double centrifugation, puis ramené à pH 7 au moyen d'une solution de soude. Le liquide opalescent obtenu est très homogène et peut être directement injecté aux animaux d'expérience.

2° *Méthodes biologiques utilisées.* — Nous avons étudié l'action du colostrum sur le tractus génital de la Ratte impubère au moyen des deux réactions macroscopiques suivantes :

a. Test de l'hyperhémie ovarienne de la Ratte impubère. — Nous l'utilisons habituellement pour le dosage des gonadotrophines choriales dans le sérum ou l'urine de la Femme enceinte; cette réaction, simple et rapide, n'exige qu'une seule injection sous-cutanée et se lit dans un délai de 24 h. L'unité « Ratte-hyperhémiée » (r. h.) équivaut approximativement à une unité internationale de gonadotrophine choriale.

b. Test de maturation ovarienne de la Ratte impubère. — Nous l'utilisons quand la concentration en hormone gonadotrope est trop faible pour obtenir la réaction précédente. Le produit est injecté en trois fractions espacées de 24 h. La lecture est pratiquée 72 h après la première injection et le test est positif si les ovaires présentent plusieurs follicules en voie de maturation ou mûres avec, comme corollaire, les cornes utérines distendues par du liquide. L'unité « Ratte-maturation » (r. m.) est, comme l'un de nous l'a montré [5], reliée à l'unité précédente par la relation suivante : 1 unité r. h. = 2 à 3 unités r. m.

B. RÉSULTATS DES DOSAGES EFFECTUÉS. — Plusieurs séries de mesures ont été faites entre février et juillet 1957 et les moyennes obtenues pour chaque échantillon sont récapitulées dans le tableau I ci-après.

TABLEAU I.

Échantillons n°	Hyperhémie positive (ml).	Maturation positive (ml × 3).	Pouvoir gonadotrope (en unités r.m./l).
1..................	3	0,2	1 600
2..................	Néant	0,5	700
3..................	»	1,0	300
4..................	»	1,6	200

La réaction d'hyperhémie n'a été obtenue que dans l'échantillon n° 1; la réaction de maturation a été positive dans tous les cas et les doses limites indiquées permettent d'exprimer le pouvoir gonadotrope en unité r. m. par litre de produit brut.

Des expériences de contrôle ont été faites pour éliminer l'hypothèse d'une intervention possible des œstrogènes dans la réaction de maturation : après maintien pendant 45 mn au bain-marie bouillant, le lait colostral du premier jour perd tout pouvoir gonadotrope et, inversement, ce pouvoir demeure intact après entraînement des œstrogènes par un lavage prolongé à l'éther.

C. INTERPRÉTATION DES RÉSULTATS. — Contrairement aux autres Mammifères, la Femme conserve, jusqu'à l'accouchement, un taux de gonadotrophines choriales assez variable pouvant atteindre, dans près d'un tiers des cas, des valeurs élevées de l'ordre de 20 000 unités r. h. par litre de sérum ou d'urine. La production cesse subitement avec le décollement placentaire et l'excrétion urinaire des gonadotrophines s'abaisse graduellement au cours du post-partum. Le dosage quotidien du pouvoir gonadotrope-urinaire exprimé en unités r. h. par 24 h nous permet de considérer les modalités moyennes de cette régression pour un groupe de cinq sujets ayant présenté, au début de l'accouchement, des taux de gonadotrophines sériques, aux environs de 20 000 unités r. h. par litre. Nous avons utilisé le test rapide d'hyperhémie ovarienne sur les urines émises du 2ᵉ au 7ᵉ jour du post-partum, en extrayant les gonadotrophines par précipitation alcoolique lorsque la concentration hormonale devenait insuffisante pour réaliser le test sur l'urine pure. Le tableau II juxtapose les taux de gonadotrophines urinaires exprimés en unité r. h. par 24 h et ceux précédemment signalés dans le lait des quatre premiers jours exprimés en unités r. m. par litre de lait.

Ce tableau montre que les gonadotrophines choriales dont la production cesse dès l'accouchement, achèvent de s'éliminer par les reins et les glandes mammaires, la plus grande partie étant excrétée par les reins au cours des premiers jours du post-partum.

TABLEAU II.

Jours du post-partum.	Gonadotrophines urinaires (r. h./24 h).	Gonadotrophines du lait (r. m./l.).
1er jour	–	1 600
2e »	3 000	700
3e »	1 800	300
4e »	400	200
5e »	250	Indosable
6e »	120	»
7e »	60	»

On s'explique alors facilement que le lait colostral de Vache ne puisse présenter une telle action gonadostimulante puisque la production de gonadotrophines choriales cesse chez cet animal très longtemps avant la mise-bas. La Femme paraît donc représenter un cas unique d'excrétion importante de gonadotrophines dans le lait durant les premiers jours du post-partum.

(1) *C. R. Soc. Biol.*, 1955.
(2) *Presse médicale*, n° 68, 1956, p. 1545.
(3) *Endokrinologie*, 13, 1933-1934, p. 27.
(4) Masson et Cie, Paris, 1945.
(5) VERMELIN, RIBON et MERSCH, *Bulletin de la Fédération des Sociétés de Gynécologie et d'Obstétrique*, 7, 1955, p. 216.

ENDOCRINOLOGIE. — *La zone X de la cortico-surrénale chez les souris de souches pures.* Note de M. **Edvart Sakiz**, présentée par M. Robert Courrier.

Dans quelques publications précédentes (1), nous avons étudié la zone X de la cortico-surrénale chez la Souris, en particulier chez la femelle non gestante et chez le mâle castré à l'âge de 21 jours. Au cours de nos expériences, tous les animaux ont été sacrifiés à 40 jours d'âge environ. Ils présentaient tous des zones X sans aucun signe de dégénérescence.

Nous avons montré le comportement particulier de cette zone X sous l'action de la cortisone. Cette substance, qui produit une atrophie très marquée de la région fasciculée, n'a pas d'action nocive sur la zone X, elle semble au contraire l'hypertrophier. Cependant, quand, au cours de la gestation, la zone X dégénère, la cortisone se montre incapable de s'opposer à sa disparition.

Dans le présent travail, nous voulons insister à nouveau sur l'évolution de la zone X en prenant comme matériel des animaux appartenant à plusieurs souches pures.

L'évolution de cette zone chez la *femelle* est parfaitement connue depuis les travaux d'Evelyn Howard en 1927 [2]. Cet auteur a montré qu'elle est très compacte et non vacuolisée jusqu'à l'âge de 40 jours environ; on voit ensuite apparaître une vacuolisation. Il est très rare de rencontrer des zones X non vacuolisées après 60 jours, et, à l'âge de 80 jours, les surrénales peuvent être déjà dépourvues de cette zone. Howard décrit minutieusement ce processus de vacuolisation, qui atteint d'abord des cellules isolées, puis s'étend graduellement à toute la zone X devenue une masse de larges vacuoles entourant la région médullaire. La cellule en voie de vacuolisation est tout d'abord chargée de petits globules qui se fusionnent pour former une vacuole unique occupant toute la cellule. Les vacuoles se colorent intensément par le Soudan III d'après Howard; il semble qu'il s'agisse d'une dégénérescence graisseuse.

Nous avons étudié cette évolution sur des souris de plusieurs souches pures. Les sept souches suivantes ont été étudiées : RFM, AKIR, SWISS, CF1, C3 H He/A, CFW, RAP. Chaque souche est composée de 20 souris : 10 mâles et 10 femelles. Les animaux sont sacrifiés par lots aux âges de 34, 50, 70 et 90 jours. Les surrénales et les tractus génitaux sont prélevés, fixés au Bouin et examinés histologiquement.

Chez le *mâle*, à l'âge de 34 jours, il n'y a plus aucune trace de zone X dans toutes les lignées. Chez la *femelle* de même âge, la zone X est intacte dans toutes les souches. Mais chez la femelle de 70 jours, on trouve des signes de dégénérescence dans cinq souches sur les sept étudiées. Cette dégénérescence est très marquée à l'âge de 90 jours et, dans la souche RAP, la zone X a complètement disparu. Par contre, les deux souches SWISS, C3 H He/A présentent une zone X intacte à 70 jours et même à 90 jours.

Nous insistons donc sur les variations qui séparent les différentes souches quant à la disparition de la zone X chez la femelle vierge.

On a mentionné [3] que la castration de la souris *mâle* adulte peut faire réapparaître une zone X qui est d'ailleurs inconstante et peu développée. Nous avons repris cette expérience. Nous castrons des souris mâles à l'âge de 34 jours; à cette époque, leur zone X a disparu, on trouve à sa place une mince capsule péri-médullaire. Ces animaux ont été autopsiés à l'âge de 90 jours. Leurs surrénales présentent alors des zones X extrêmement développées, très denses, sans vacuoles, enveloppant complètement la médullaire. Quand la castration est effectuée à l'âge de 44 jours, la réapparition de la zone X est beaucoup moins nette. Il est évident que cette réapparition est soumise à l'influence de l'âge au moment de la castration.

Nous avons castré aussi des souris *femelles* à l'âge de 34 jours, alors que leur zone X est bien développée. Sacrifiés à l'âge de 90 jours, ces animaux avaient des surrénales à zone X épaisse et sans vacuoles dans les sept souches étudiées. Il semble que la castration de la femelle ait retardé la

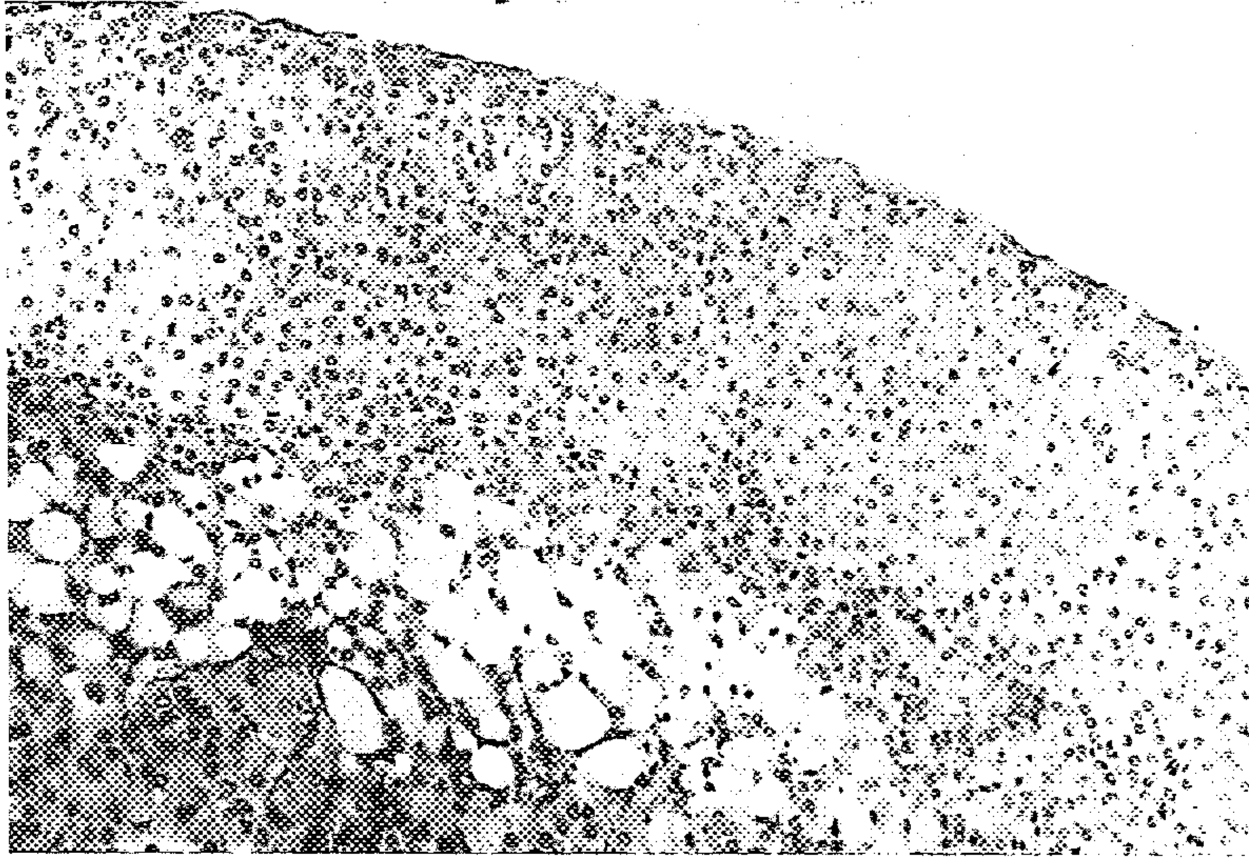


Fig. 1. — Cortico-surrénale. Souris femelle normale âgée de 90 jours (souche AKIR) : vacuolisation de la zone X.

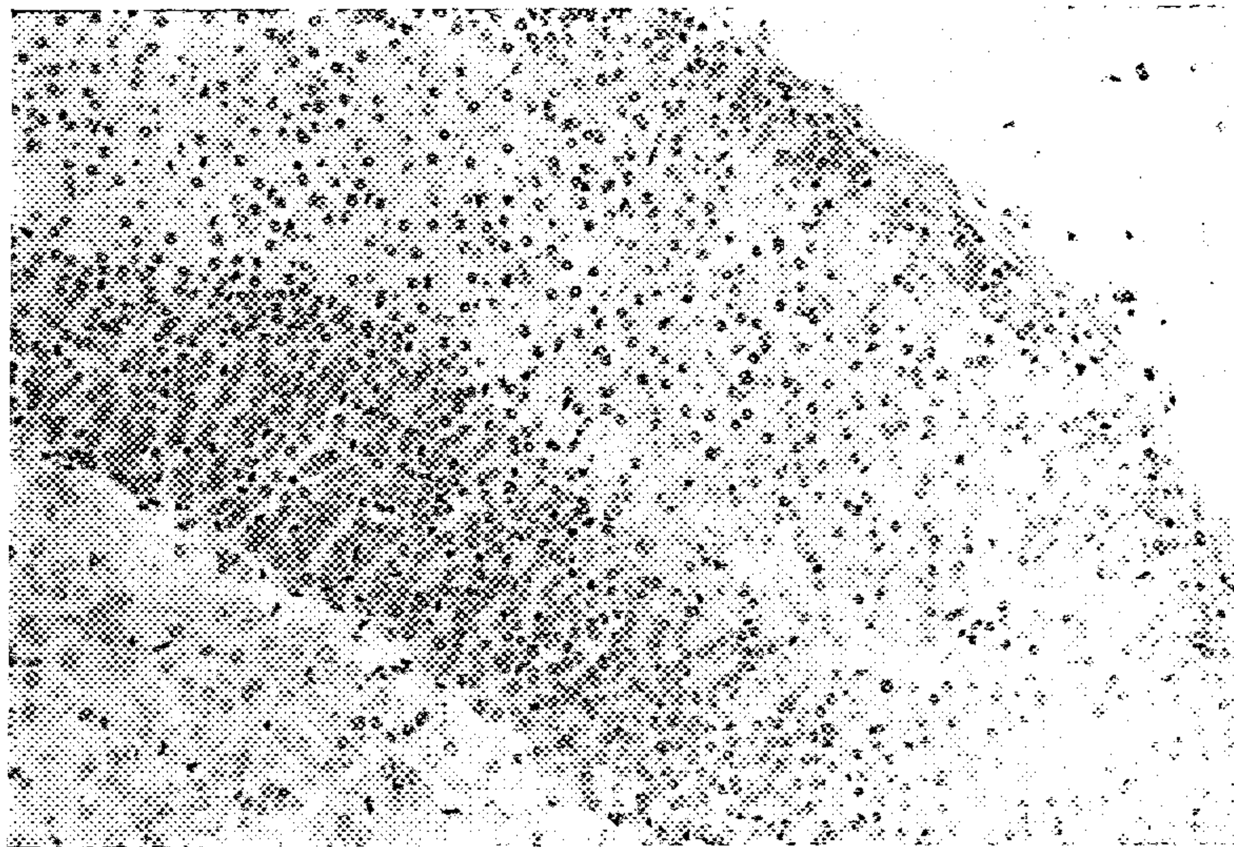


Fig. 2. — Cortico-surrénale. Souris femelle normale âgée de 90 jours (souche SWISS) : la zone X intacte.

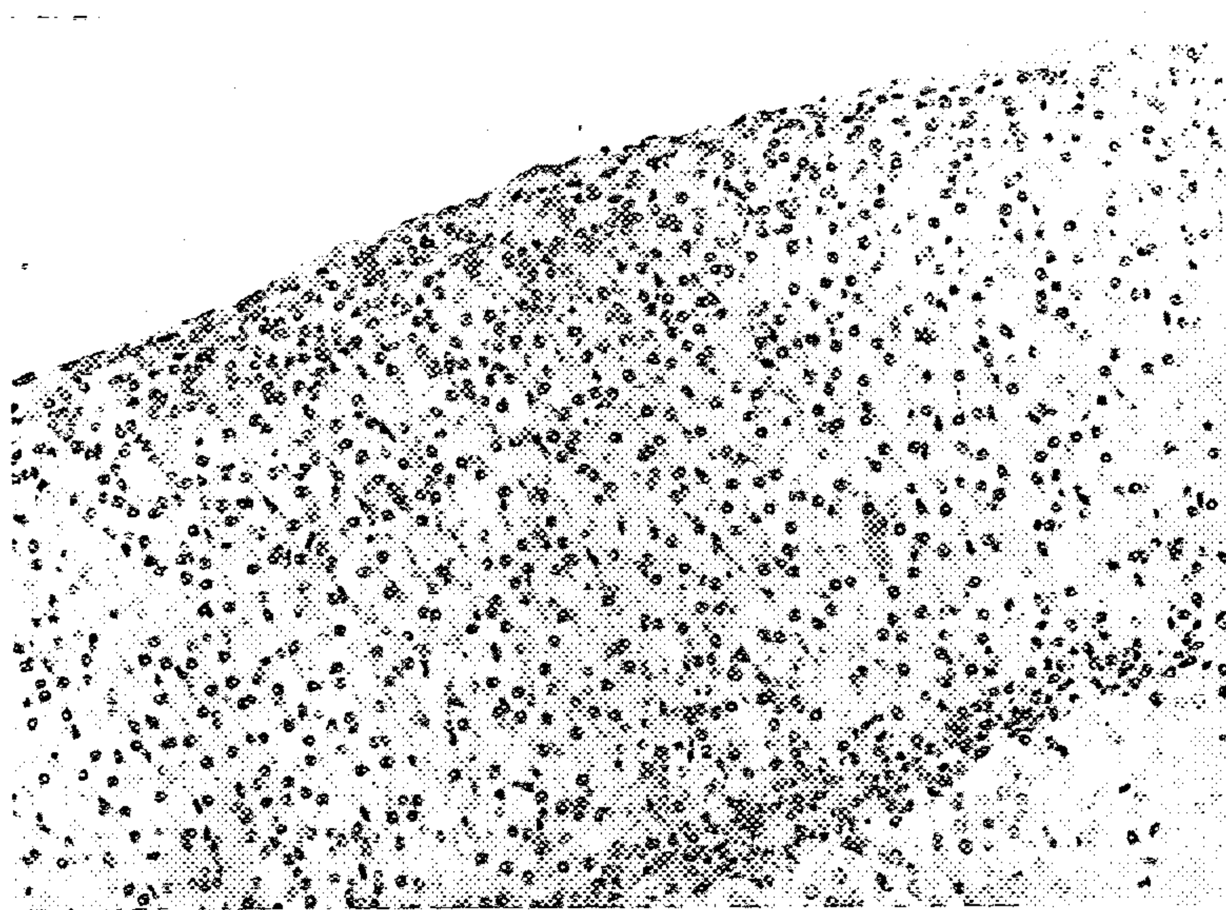


Fig. 3. — Cortico-surrénale. Souris femelle normale, âgée de 90 jours (souche RAP) : la zone X a disparu.

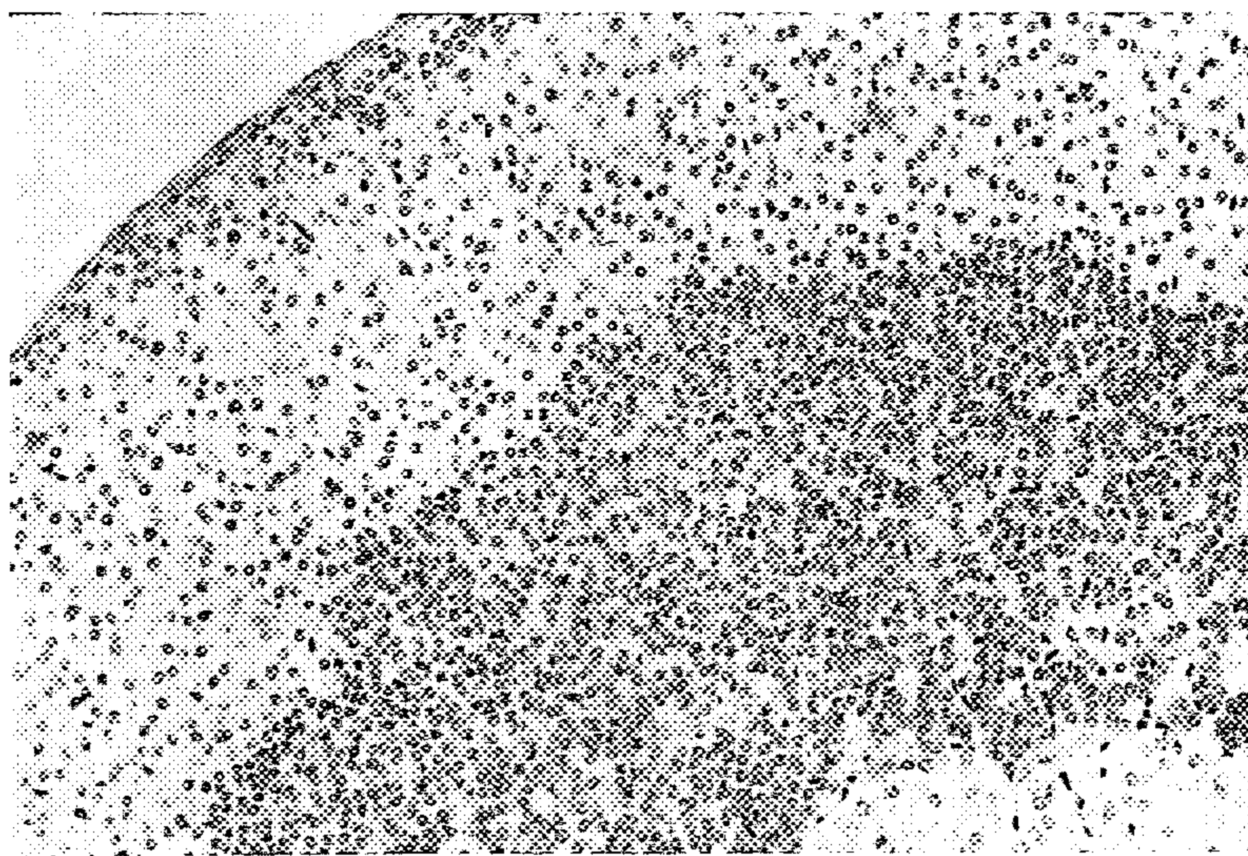


Fig. 4. — Cortico-surrénale. Souris femelle âgée de 90 jours et castrée à l'âge de 34 jours (souche RAP) la zone X est très développée.

dégénérescence de la zone X. Nous rappelons que, chez les souris normales de 90 jours, la zone X est très vacuolisée ou a disparu dans cinq de ces souches.

Nous aboutissons donc aux *conclusions suivantes :*

Nous confirmons les travaux de Howard sur la dégénérescence spontanée par vacuolisation de la zone X chez la souris femelle non gestante. Mais nous faisons remarquer que cette dégénérescence ne frappe pas uniformément toutes les souches. Une telle différence dans l'évolution ne doit pas échapper aux chercheurs qui étudient la cortico-surrénale.

Chez le mâle, la zone X a entièrement disparu à l'âge de 34 jours, quand la puberté est à peine atteinte. La castration à cet âge détermine la réapparition d'une importante zone X.

Chez la femelle castrée à 34 jours, la zone X n'a pas dégénéré dans les conditions de nos expériences. Connaissant l'action involutive de la testostérone sur la zone X, nous pouvons nous demander si l'ovaire de la femelle vierge n'est pas capable de secréter un androgène à partir d'un certain âge.

(1) E. SARIZ, *C. R. Soc. Biol.*, 147, 1953, p. 1222; 149, 1955, p. 513.
(2) E. HOWARD, *Amer. J. Anat.*, 40, 1927, p. 251.
(3) E. HOWARD, *Amer. J. Anat.*, 119, 1937, p. 339.

(*Laboratoire de Morphologie Expérimentale et d'Endocrinologie du Collège de France.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Influence d'un abaissement de la température d'incubation sur la thyroïde de l'embryon de Poulet en fin d'incubation.* Note (*) de Mme **ANDRÉE TIXIER-VIDAL** (1), présentée par M. Robert Courrier.

Chez des embryons de race Plymouth, soumis de 17 à 20 jours d'incubation à un abaissement de la température d'incubation de 10°, la thyroïde présente, à la fin du traitement, les signes histologiques d'une forte stimulation.

Si de nombreux faits mettent en évidence l'existence de la fonction thyroïdienne et de la fonction thyréotrope de l'hypophyse embryonnaire chez le Poulet, on sait encore très peu de chose sur l'utilisation des hormones thyroïdiennes par l'embryon. Au cours de la vie postnatale, chez l'homéotherme, on sait par de nombreux travaux, que la thyroïde joue un rôle important dans la thermorégulation [bibliographie de O. Thibault, 1949 (2)]. Les données histologiques sur l'évolution de la thyroïde chez les animaux soumis au froid apportent une contribution ancienne et importante à ce problème. Nous avons donc recherché l'influence éventuelle d'un abaissement de la température d'incubation sur la thyroïde de l'embryon de

Poulet en fin de développement. A notre connaissance, ce problème n'a pas encore été abordé chez l'embryon des Vertébrés homéothermes.

Le protocole expérimental est le suivant. Des œufs de race Plymouth sont mis en couveuse le 6 juillet, à la température de 38°. Le 23 juillet, 45 œufs, soit 45 embryons âgés de 17 jours sont répartis en deux lots; 15 d'entre eux sont maintenus dans la couveuse initiale; 30 autres sont placés dans une étuve dont la température est fixée à 27-28° et l'atmosphère humidifiée. L'autopsie est pratiquée en trois temps, à 19 jours, 20 jours et 20 jours + 6 h d'incubation, soit après 2 jours, 3 jours et 3 jours + 6 h de séjour dans une atmosphère refroidie. Chaque embryon débarrassé des annexes est pesé; les thyroïdes disséquées à la loupe, sont pesées à 1/10e de milligramme près. Ces glandes sont fixées au Carnoy et au Bouin-Hollande, coupées à 5 μ et colorées par la méthode de Mac Manus et l'hémalun. On effectue, en outre, pour les thyroïdes d'embryon de 20 jours, sur une coupe médiane, la mesure du pourcentage de colloïde et de la hauteur moyenne de l'épithélium.

Embryons de 19 jours

(soumis pendant 48 h à un abaissement de température de 10°).

	Nombre de cas.	Poids corporel (g).	Poids thyroïdien (mg).	R = poids thyroïdien par gramme de poids corporel.
Témoins	5	24 ± 0,8	3,6 ± 0,3	0,15
Traités	8	20 ± 0,8	3,1 ± 0,2	0,15

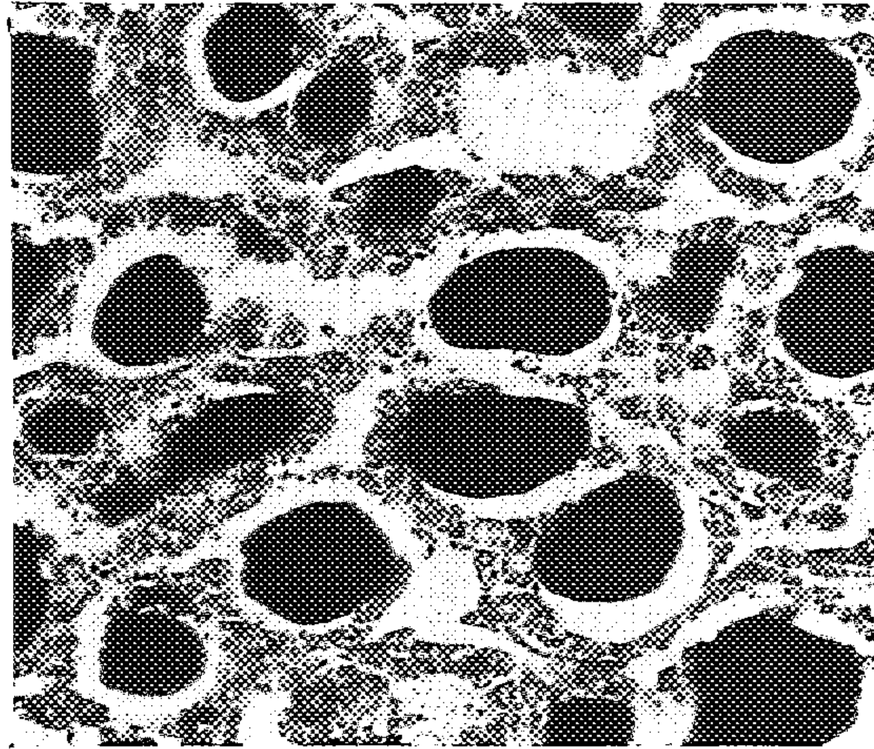
La croissance corporelle est freinée, le poids relatif des thyroïdes n'est pas modifié. L'étude histologique des thyroïdes révèle entre témoins et traités des différences minimes : épithélium thyroïdien légèrement plus haut chez les traités; on remarque que la différenciation thyroïdienne s'est poursuivie normalement. La mortalité expérimentale est nulle.

Embryons de 20 jours

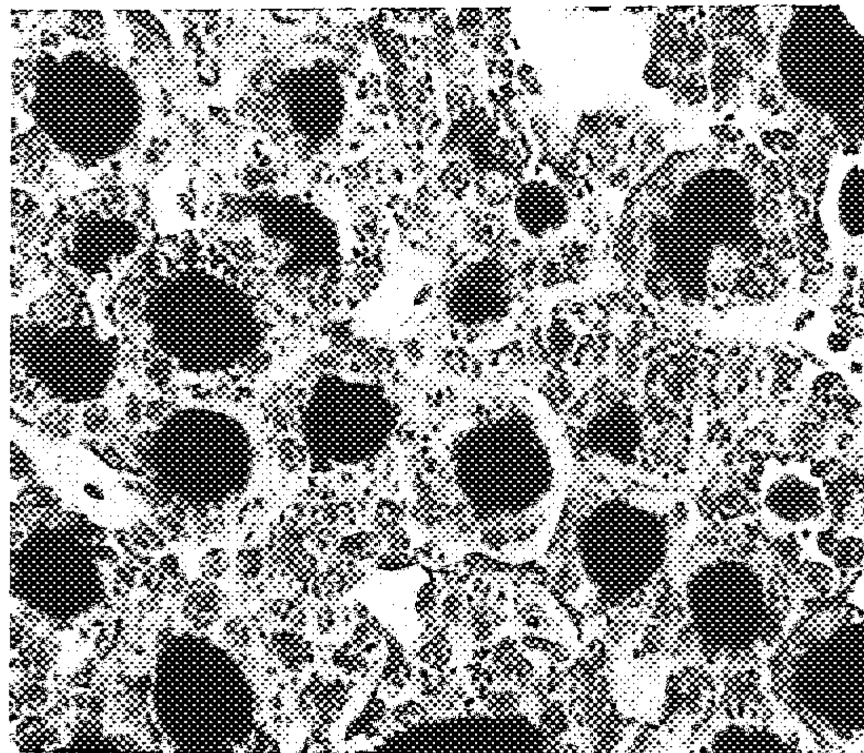
(soumis pendant 3 jours à l'abaissement de température de 10°).

	Nombre de cas.	Poids corporel (g).	Poids thyroïdien (mg).	R.	% de colloïde.	Hauteur épithéliale (μ).
Témoins	4	29 ± 0,8	3,5 ± 0,4	0,12	50 ± 1,5	3,5 ± 0,5
Traités (20 j)	8	21 ± 0,9	3,3 ± 0,5	0,15	28 ± 3	6,5 ± 0,5
Traités (20 j + 6 h)	7	21,5 ± 1	3,2 ± 0,2	0,14	16 ± 1,8	8 ± 0,4

On constate que la croissance corporelle est très ralentie. La mortalité expérimentale, nulle chez les embryons autopsiés à 20 jours, devient importante au cours des six dernières heures de l'expérience : 7 embryons sont morts sur les 15 survivants.



Normal.



Traité.

Thyroïde d'embryon de 20 jours, normal ou soumis à un abaissement de la température d'incubation de 10° depuis le 17e jour d'incubation. (Carnoy, Mac Manus, hémalun. × 480).

On observe, malgré une action discrète sur le poids relatif des thyroïdes, des différences extrêmement nettes quant à l'aspect histologique des thyroïdes. La raréfaction de la colloïde et l'augmentation de la hauteur moyenne de l'épithélium s'accompagnent d'une augmentation des mitoses et de l'abondance des gouttelettes intracellulaires de colloïde. Tous ces faits constituent le tableau classique d'une stimulation thyréotrope intense de la thyroïde.

On peut, au moins provisoirement, interpréter ces faits de la façon suivante. L'abaissement de la température d'incubation entraîne une utilisation accrue des hormones thyroïdiennes au niveau des récepteurs hormonaux; il se produit vraisemblablement une chute du taux de ces hormones dans le milieu circulant, responsable d'une décharge d'hormone thyréotrope, d'où l'aspect des thyroïdes à la fin du traitement. Cette interprétation appelle une exploration biochimique de la fonction thyroïdienne.

On remarque que l'influence d'un abaissement de la température d'incubation sur la thyroïde embryonnaire du Poulet est, dans l'ensemble, comparable à l'effet exercé par le froid sur la thyroïde des homéothermes au cours de la vie postnatale, aussi bien chez les Mammifères que chez les Oiseaux [Ring (3), Voitkevitch (4)]. Par contre, chez le têtard de Xénope, c'est-à-dire chez une larve de Poïkilotherme, un abaissement de 7° de la température d'élevage arrête irréversiblement la métamorphose, freine la différenciation thyroïdienne et hypophysaire et ralentit la fonction thyroïdienne [Saxén et coll. (5)]. De ces rapprochements, on peut conclure que la thyroïde de l'embryon de Poulet en fin d'incubation se comporte déjà comme celle d'un homéotherme. L'homéothermie semble donc s'installer au cours de la vie embryonnaire; il serait intéressant d'en établir les limites et le mécanisme.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) Avec la collaboration technique de Mlle C. Vignon, biologiste adjointe du C.N.R.S.

(2) *Rev. Canad. Biol.*, 8, 1949, p. 3.

(3) *Amer. J. Physiol.*, 125, 1939, p. 244.

(4) *Trans. Conf. Med. Biol.*, 29, 1937, p. 257.

(5) L. Saxen, E. Saxen, S. Toivonen et K. Salimaki, *Ann. Zool. Soc. Vanamo*, 18, n° 4, 1957.

(*Laboratoire d'Histophysiologie, Collège de France.*)

PHARMACODYNAMIE. — *Toxicité de l'estragole et des anétholes (cis et trans).* Note de M. **Fernand Caujolle** et Mlle **Denise Meynier**, présentée par M. René Fabre.

Le cis-anéthole, isolé par Naves et coll., détermine des effets toxiques dix à vingt fois plus accusés que ceux du trans-anéthole; diverses utilisations des anétholes doivent donc tendre à exclure le cis-anéthole.

Un travail récent de Y. R. Naves, P. Ardizio et C. Favre a conduit à l'isolement du cis-anéthole, dont les caractéristiques physiques et organoleptiques sont nettement distinctes de celles du trans-anéthole et de l'estragole. Grâce aux échantillons très purs qu'ont bien voulu nous adresser Y. R. Naves et ses collaborateurs, nous avons pu étudier la toxicité immédiate et différée du couple des anétholes, que nous avons confrontée avec celle de l'estragole.

Les substances utilisées répondaient aux caractéristiques ci-après :

	$É_{2,3}$ (°C).	Cong(°C).	$d_{20°}$.	$n_D^{20°}$.
Cis-anéthole	79-79,5	−22,5	0,9878	1,55455
Trans-anéthole	81-81,5	+21,35	0,9883	1,56145
Estragole	76-77	–	0,9612	1,51690

Nos essais ont été réalisés par administration intrapéritonéale à des souris blanches (var. Swiss) de 20 (± 1) g et à des rats blancs (var. Berkenhout) de 180 (± 5) g; environ 650 souris et 480 rats ont été utilisés. Les résultats sont résumés dans les tableaux ci-après :

Quantités administrées (g/kg).	Durée des épreuves. 1 h.	2 h.	3 h.	4 h.	5 h.	6 h.	12 h.	1 j.	3 j.	20 j.
					Essais sur le Rat.					
					Série du cis-anéthole.					
0,05	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,06	0	0	0	0	10	20	20	20	20	20
0,075	0	0	0	0	30	50	50	50	50	50
0,125	0	0	0	20	50	90	90	90	90	90
0,15	0	0	0	30	80	100	100	100	100	100
0,20	0	0	0	70	100	100	100	100	100	100
0,50	0	0	60	100	100	100	100	100	100	100
					Série du trans-anéthole.					
0,40	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,50	0	0	0	0	0	0	10	20	20	20
1,00	0	0	0	0	0	0	10	20	20	20
2,00	0	0	0	0	0	10	10	20	50	50
3,00	0	0	0	0	0	0	10	50	50	50
4,00	0	0	10	50	60	100	100	100	100	100
5,00	0	10	10	30	100	100	100	100	100	100
10,00	70	100	100	100	100	100	100	100	100	100
					Série de l'estragole.					
0,29	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,38	0	0	0	0	0	0	0	0	10	10
0,58	0	0	0	0	0	0	0	10	20	20
1,15	0	0	0	0	0	0	10	60	100	100
1,44	0	0	0	0	0	0	20	70	100	100
2,88	0	0	10	10	20	20	70	100	100	100
3,845	30	60	70	80	80	80	100	100	100	100
4,81	50	80	100	100	100	100	100	100	100	100

Quantités administrées (g/kg).	Durée des épreuves.									
	1 h.	2 h.	3 h.	4 h.	5 h.	6 h.	12 h.	1 j.	3 j.	20 j.
					Essais sur la Souris.					
					Série du cis-anéthole.					
0,05........	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,06........	0	0	20	20	20	20	20	20	20	20
0,075.......	0	10	20	40	50	50	50	50	50	50
0,10........	0	0	10	30	50	60	60	60	60	60
0,125.......	0	30	50	70	80	80	80	80	80	80
0,15........	0	80	80	90	90	90	90	90	90	90
0,25........	40	60	80	100	100	100	100	100	100	100
5,00........	80	100	100	100	100	100	100	100	100	100
					Série du trans-anéthole.					
0,50........	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,70........	0	0	0	0	0	0	0	10	10	10
1,00........	0	0	0	0	0	0	10	30	30	30
1,50........	0	0	0	0	0	10	30	50	50	50
2,00........	10	30	40	50	50	60	80	100	100	100
3,00..	20	40	50	80	90	90	100	100	100	100
5,00........	60	100	100	100	100	100	100	100	100	100
10,00........	100	100	100	100	100	100	100	100	100	100
					Série de l'estragole.					
0,19........	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,24........	0	0	0	0	0	0	0	0	30	30
0,38........	0	0	0	0	0	0	0	20	60	60
0,67........	0	0	0	0	0	0	0	0	100	100
1,15........	0	0	0	0	0	0	0	30	100	100
2,40........	0	0	0	0	10	10	70	100	100	100
3,845.......	0	0	0	0	0	10	90	100	100	100
4,81........	10	50	100	100	100	100	100	100	100	100

Les constantes caractéristiques de la toxicité en grammes par kilogramme ont pour valeur :

	Substance.	Dose maxima jamais mortelle en 24 h.	DL 50 en 24 h (Kaerber et Behrens).	Dose minima toujours mortelle en 24 h.	Temps de crise.	Dose infraléthale.
Rat	Cis-anéthole....	0,05	0,07	0,15	6 h	0,05
	Trans-anéthole...	0,40	2,67	4,00	24 h	0,40
	Estragole.......	0,29	1,03	1,97	3 jours	0,29
Souris	Cis-anéthole....	0,05	0,095	0,22	6 h	0,05
	Trans-anéthole...	0,50	1,41	2,00	24 h	0,50
	Estragole.......	0,24	1,26	1,92	3 jours	0,19

Ces résultats font apparaître que la toxicité du cis-anéthole est très supérieure à celle du trans-anéthole pour le Rat et la Souris. L'intoxication au cis-anéthole détermine peu avant la mort des crises d'agitation (Rat) ou même des convulsions (Souris). Les effets de type stupéfiant provoqués par l'estragole et le trans-anéthole sont voisins.

Quelques essais réalisés sur le Chien chloralosé révèlent également une agressivité plus marquée du cis-anéthole.

Ces données sont d'importance considérable au point de vue des utilisations de l'anéthole; il convient d'écarter des applications alimentaires, pharmaceutiques et industrielles le cis-anéthole au bénéfice du trans-anéthole.

Une autre conclusion intéressante se dégage de la confrontation des toxicités des anétholes avec celle de l'estragole : la stéréoisomérie due à la liaison éthylénique peut déterminer des transformations plus profondes à la réceptivité biologique que le déplacement de la liaison lui-même; cette considération témoigne de l'intérêt scientifique qui s'attache à l'étude systématique de la stéréoisomérie vraie sur le plan biologique.

(*Laboratoire de Pharmacie, Faculté de Médecine et de Pharmacie, Toulouse.*)

PARASITOLOGIE. — *La cortisone peut inhiber la résistance à la réinfestation des souris parasitées par des* Hymenolepis nana fraterna *adultes.* Note de M. **Émile-Auguste Roman**, présentée par M. Émile Roubaud.

Des souris traitées à l'acétate d'hydrocortisone ont contracté une nouvelle infestation par le Cestode *Hymenolepis nana fraterna*, après avoir guéri d'une première infestation.

Depuis le travail de Ch. Joyeux (1), aucun expérimentateur n'a pu réinfester des rongeurs non sensibilisés hébergeant des adultes d'*Hymenolepis nana fraterna* Stiles. J. T. Hearin (2) a précisé que, dans ces conditions, la résistance à une seconde pénétration d'helminthes de cette espèce est totale, à partir du lendemain du jour où s'est effectuée la première. Toutefois, E. Brumpt (3) et A. V. Hunninen (4) ont respectivement signalé que cette prémunition peut être inhibée chez l'animal simultanément parasité par des Nématodes du genre *Strongyloides*, ou atteint en même temps d'infection bactérienne grave.

J'ai constaté des réinfestations spontanées chez deux souris blanches (race albinos de *Mus musculus* L.), hébergeant des *H. nana fraterna* adultes, respectivement traitées par 60 et 20 mg d'acétate d'hydrocortisone, en réussissant à faire évoluer, dans leur organisme, *Strongyloides ratti* Sandground; chez l'une, âgée d'environ un mois, chez qui de nombreux

nématodes se sont développés jusqu'à un stade avancé, j'ai fait la preuve d'une seconde infestation par le Cestode, du fait de la présence d'innombrables cysticercoïdes dans la première moitié de l'intestin grêle; chez l'autre, déjà adulte, morte avant la pénétration des jeunes « anguillules » dans la muqueuse duodénale, j'ai observé huit des mêmes formes larvaires avant le milieu du jéjunum. Ces constatations, faites sur des rongeurs, chez qui le comportement des *Strongyloides* a été étudié dans un Mémoire antérieur ([5]), ne permettent pas de dissocier, parmi les facteurs susceptibles d'avoir inhibé la résistance à la réinfestation par *H. nana fraterna*, ce qui revenait à l'hormone injectée et au parasitisme simultané de *Str. ratti*.

J'ai depuis effectué, sans l'intervention d' « anguillules », des essais sur six souris blanches de plus de six mois, présentant dans leurs crottes des œufs d'*H. nana fraterna*. Dans une Communication récente, j'ai montré que, sous l'action de la cortisone, les rongeurs neufs de cet âge peuvent être infestés sans difficultés par ce parasite. Toutes les souris de la présente série ont quotidiennement reçu dans le muscle 20 mg d'acétate d'hydrocortisone « Roussel » par kilogramme de poids, pendant toute la semaine précédant la tentative et pendant les quatre jours, où je les ai gardées en observation. Autopsiées à ce moment, elles hébergeaient toutes dans leur intestin des Cestodes adultes.

Chez deux d'entre elles, qui ont pris un repas d'épreuve contenant moins de 100 œufs, il n'a été vu aucune forme jeune d'*Hymenolepis*.

J'ai, par contre, prouvé la réinfestation des quatre dernières, dont l'une a reçu la même quantité d'œufs que les précédentes, tandis que les trois autres absorbaient, en plus, plusieurs anneaux mûrs. Chez deux de ces souris, il a été trouvé, dans le duodénum et le jéjunum, de 100 à 150 cysticercoïdes; dans l'iléon respectivement 6 et 20 *H. nana fraterna* adultes; chez une autre, il a été observé, dans le premier de ces habitats, 200 des mêmes larves et à partir du milieu du grêle plus de 50 helminthes sexuellement mûrs; chez la dernière, il a surtout été vu des jeunes vers de 150 à 400 μ de long, appliqués contre la paroi de la totalité du grêle, à l'exception de son premier cinquième; ils coexistaient dans l'iléon avec une dizaine de Cestodes entièrement développés.

Si, chez ce dernier animal, il s'est probablement agi d'une réinfestation spontanée, chez les trois autres rongeurs positifs l'âge des stades larvaires trouvés correspond à la date du repas d'épreuve. Les insuccès, rapportés chez les deux premières souris, proviennent peut-être de ce que l'une et l'autre avaient reçu une quantité insuffisante d'embryophores. A. V. Hunninen ([7]) admet, en effet, que normalement moins de 5 % des œufs ingérés deviennent des cysticercoïdes.

En admettant que l'évolution directe d'*Hymenolepis nana fraterna*

dure 19 jours, depuis l'absorption, par l'hôte, d'embryophores jusqu'à la formation d'anneaux produisant des œufs mûrs, les observations des quatre souris précédentes, dont l'examen coprologique était positif au moins 9 jours avant le repas d'épreuve, montre que, sous l'action de l'hormone, la réinfestation est possible au moins quatre semaines après la première infestation.

(1) *Bull. biol.*, suppl. 2, 1920.
(2) *Amer. J. Hygien*, (D), 33, n° 3, 1941, p. 71-87.
(3) *Arch. Zool. experim.*, 75, 2e vol. jubil., 1933, p. 235-246.
(4) *J. Parasitol.*, 22, 1936, p. 84-87.
(5) *Ann. Parisatol.*, 31, nos 5-6, 1956, p. 552-571.
(6) *Communication à la Réunion lyonnaise de Biologie*, janvier 1958.
(7) *Amer. J. Hygien*, 22, 1935, p. 414-443.

(*Laboratoire de Parasitologie de l'Université de Lyon.*)

PARASITOLOGIE. — *Filaire humaine et Filaire de Lémurien à Madagascar.* Note de MM. **Alain G. Chabaud** et **Édouard R. Brygoo**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Deux nouvelles Microfilaires ont été décrites récemment à Madagascar. L'une (1) est l'embryon de *Dipetalonema petteri*, parasite de *Lepilemur ruficaudatus* Grandid.; l'autre (2, 3), dont l'adulte reste inconnu, est parasite de l'Homme et a été nommée *Wuchereria brancrofti* var. *vauceli*. Les descriptions originales ne permettent pas de différencier nettement ces deux Microfilaires, et l'on peut même constater l'existence d'éléments qui concordent de façon frappante, en particulier la structure granuleuse du corps interne.

La comparaison des lames qui ont servi à décrire la Microfilaire de *petteri*, et des lames de sang humain riches en *vauceli* montre cependant des différences qui laissent croire *a priori* à deux espèces bien différentes. Sur les gouttes épaisses de *petteri*, les Microfilaires n'ont pas l'aspect sinueux de *vauceli*, mais sont presque rectilignes; en outre, les noyaux somatiques paraissent nettement plus séparés les uns des autres. Cet aspect très différent ne permet cependant pas d'éliminer la possibilité d'une identité entre les deux espèces, car les préparations originales de *petteri* ont été faites sur un Lémurien mort, ayant des Microfilaires mortes, ou au moins immobiles, et cet élément suffit à expliquer les différences constatées précédemment.

Nous avons donc cherché à compléter nos connaissances sur les Filaires des Lémuriens et à connaître la morphologie de leurs Microfilaires sur des préparations faites avec un matériel vivant.

1. *Filaires des Lémuriens.* — L'étude porte sur différents matériaux recueillis essentiellement par J. J. Petter et A. Petter-Rousseaux, et accessoirement par R. Paulian et nous-mêmes. Nous y joindrons quelques éléments recueillis dans la bibliographie.

a. Dipetalonema petteri semble fréquente chez *Lepilemur ruficaudatus*; trois spécimens originaires d'Ankarafantsika et deux spécimens de provenance douteuse sont richement parasités, mais la Filaire n'est pas strictement inféodée à ce Lémurien. Nous l'avons identifié, d'une part, chez *Lemur* (?) *rufus* Edw. et Grandid., provenant de Perrinet, et d'autre part, chez *Microcebus murinus* (Miller), provenant d'Ankarafantsika.

b. Une deuxième Filaire, appartenant probablement au genre *Dirofilaria* a été découverte chez un *Propithecus verreauxi* Grandid. capturé à Behara. Nous ne possédons actuellement qu'une seule femelle en mauvais état, dont la description sera donnée ultérieurement. Cette seconde espèce, facile à reconnaître par la position extraordinairement postérieure de la vulve, possède des embryons que nous n'avons pas pu étudier, mais dont la longueur se rapproche de celles des Microfilaires de *petteri*.

c. Chandler (4) a décrit, chez *Lemur variegatus ruber* Geoffr., *Protofilaria furcata* qui se différencie facilement des espèces précédentes. Le Lémurien provient de Madagascar, mais il a été conservé en captivité à Calcutta et la Filaire n'est pas forcément malgache.

d. Plimmer (5) a signalé deux Microfilaires, l'une chez *Lemur mongoz mongoz* L., l'autre chez *Lemur mongoz coronatus* Gray du parc zoologique de Londres, mais il n'y a pratiquement aucune description, et il n'est pas possible de savoir s'il faut, ou non, les rapprocher de *D. petteri*.

e. Enfin, *Filaria* sp. Ratzel, *Filaria lævis* Creplin et *Filaria sergenti* Mathis et Léger, toutes trois trop peu connues pour pouvoir être classées génériquement, sont parasites de Tarsiers ou de Nycticèbes et n'ont très probablement aucun rapport avec les Filaires malgaches.

En conclusion, il y a au moins deux Filaires différentes chez les Lémuriens malgaches, mais d'après les premières constatations, *D. petteri* semble l'espèce la plus fréquente et la plus répandue.

2. *Données morphologiques complémentaires sur la Microfilaire de D. petteri.* — L'étude originale, faite avec des Microfilaires mortes, a pu être complétée par l'examen de frottis et de gouttes épaisses, faites sur le vivant, à partir du *Lemur rufus* signalé plus haut.

L'attitude en goutte épaisse et l'espacement des noyaux n'ont plus les caractères constatés sur matériel mort, mais prennent, au contraire, ceux de *vauceli*. En outre, une coloration au vert de méthyle-pyronine a permis de préciser que les positions respectives et l'aspect du pore excréteur, de la cellule excrétrice, des quatre cellules génitales et du pore anal sont identiques à ce qui a été décrit pour la Microfilaire humaine. Il n'y a

donc aucun élément qui permette une différenciation morphologique entre les Microfilaires de *petteri* et celles de *vauceli*.

Il faut noter enfin que les caractères épidémiologiques de la filariose humaine à *vauceli*, ainsi que son endémicité stricte à Madagascar, s'accordent bien avec la possibilité d'un réservoir de virus animal spécifiquement malgache.

Nous ne pensons pas que l'identité morphologique de deux Microfilaires puisse permettre de conclure à l'identité des deux Filaires correspondantes, et nous croyons qu'il y a avantage à conserver le nom de *vauceli* tant que l'étude comparée des Filaires adultes n'aura pas été faite.

Cependant, les caractères épidémiologiques de la filariose humaine, la fréquence apparente et le manque de spécificité de *D. petteri*, et surtout l'identité morphologique des deux sortes de Microfilaires sont des éléments importants qui plaident en faveur d'une identité entre la Filaire humaine et la Filaire du Lémurien *D. petteri*.

(1) A. G. Chabaud et M. Th. Choquet, *Ann. Parasit.*, 30, 1955, p. 329.
(2) H. Galliard et E. R. Brygoo, *Bull. Soc. Path. Exot.*, 48, 1955, p. 473.
(3) H. Galliard, E. R. Brygoo et Y. Golvan, *Ann. Parasit.*, 30, 1955, p. 481.
(4) A. C. Chandler, *Proc. U. S. Nat. Mus.*, 75, 1929, p. 1.
(5) H. G. Plimmer, *Proc. Zool. Soc. London*, 1912, p. 406.

IMMUNOLOGIE. — *Induction du phénomène L. E. par l'anticorps anti-acide désoxyribonucléique isolé à partir du sérum de malades atteints de lupus érythémateux disséminé.* Note de MM. **Maxime Seligmann** et **Roger Robineaux**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Les anticorps précipitants anti-acide désoxyribonucléique, présents dans le sérum de ces malades, ont pu être isolés à partir du précipité spécifique. Mis en présence de leucocytes normaux et de sérum normal, ils provoquent l'apparition d'un phénomène L. E. typique, avec lyse nucléaire extensive, formation de rosettes et de cellules de Hargraves (étude par microcinématographie en contraste de phase).

L'un de nous, ayant constaté la présence de leuco-précipitines dans le sérum de malades atteints de lupus érythémateux disséminé (L. E. D.), a pu prouver que l'un des constituants leucocytaires réagissant avec ces substances était l'acide désoxyribonucléique (D. N. A.) (1). Par l'épreuve du disque (ring-test), la technique d'Ouchterlony et l'immunoélectrophorèse (2), puis par la fixation du complément (3), il a mis en évidence cette réaction entre D. N. A. et sérum de L. E. D., quelle que soit l'origine (humaine, animale ou bactérienne) de ce D. N. A. Discutant initialement la nature (anticorps ou histone ?) de la substance sérique responsable de cette réaction — dont l'existence a été signalée par d'autres

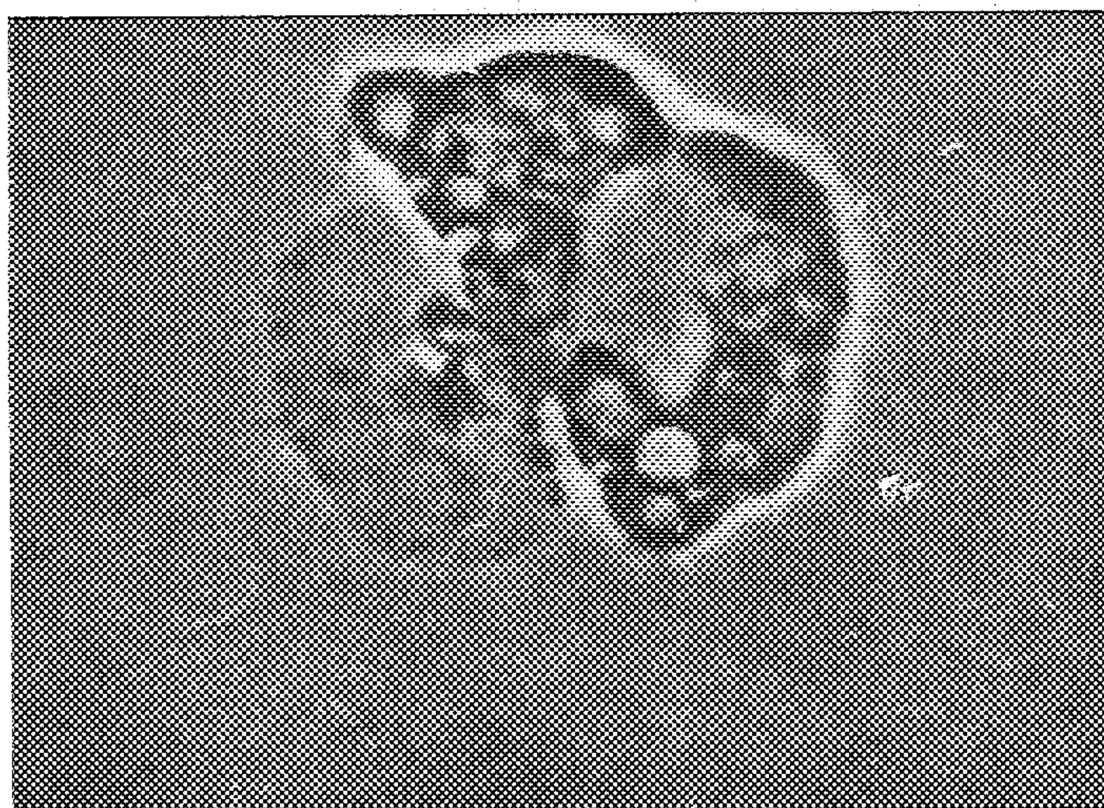
publications simultanées ou postérieures ([4]), ([5]), ([6]) — il a pu ensuite démontrer qu'il s'agit bien d'un anticorps anti-D. N. A. : en particulier, on peut extraire du précipité spécifique une protéine ayant la spécificité immunologique d'une γ-globuline et déterminant avec le D. N. A. une réaction de précipitation ([7]). Nous montrons ici que l'anticorps anti-D.N.A. du sérum de L. E. D., ainsi isolé, est capable de provoquer la formation du phénomène L. E.

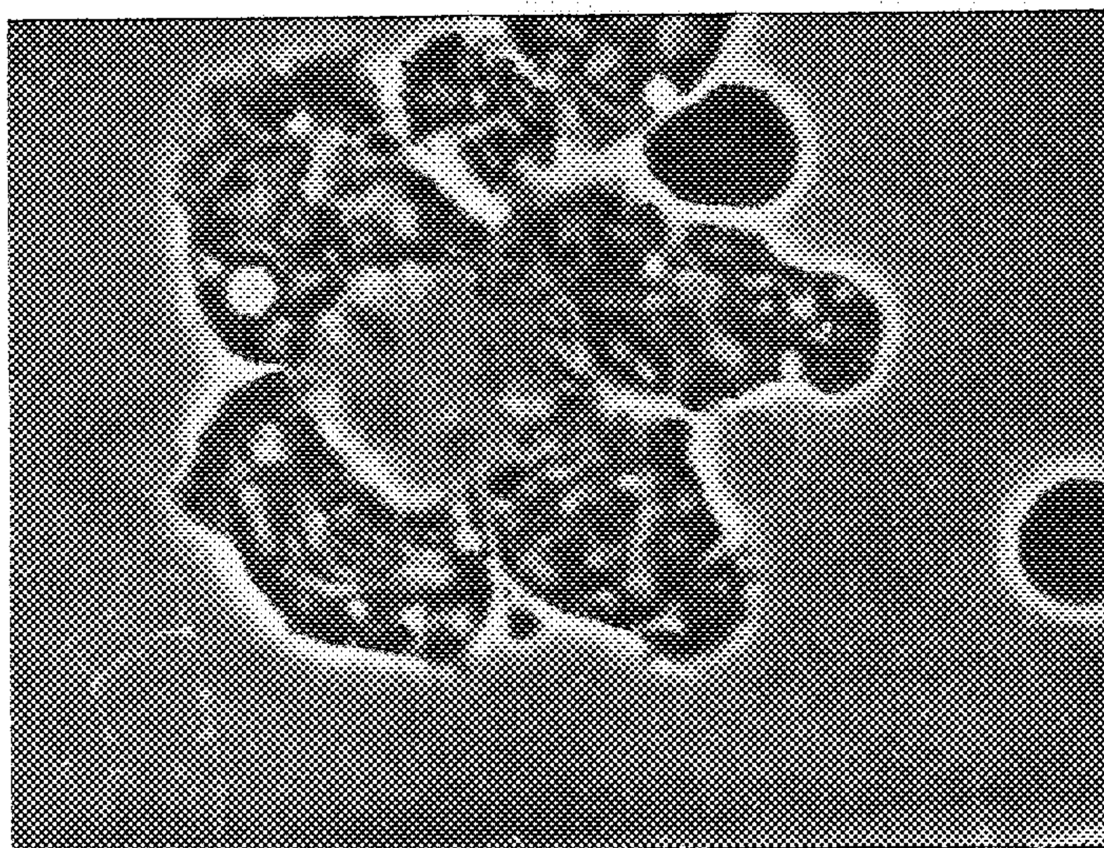
Les précipités spécifiques formés par l'adjonction de D. N. A. (isolé à partir du thymus de veau par M. Barbu) à différents sérums de L. E. D., dans des proportions telles qu'on se trouve dans la zone d'équivalence, sont lavés six fois par l'eau physiologique glacée. La qualité du lavage est contrôlée par ring-test à l'aide d'immunsérums de lapin anti-sérum-albumine et anti-γ-globulines humaines. L'extraction de l'anticorps anti-D. N. A. est réalisée en mettant ce précipité au contact, soit de ClNa 2 M à pH 7,8, soit de désoxyribonucléase (Worthington) en solution physiologique en présence de Mg^{++}; cette dernière technique s'est avérée supérieure. A titre de contrôle, des précipités préparés dans les mêmes conditions sont mis au contact d'un volume identique d'une solution physiologique pure ou contenant de la ribonucléase et du Mg^{++}. Les tubes sont laissés 2 h à 37° C avec agitation fréquente, puis une nuit à 18° C. Après centrifugation (et, pour la solution ClNa 2M, dialyse) on a apprécié, à l'épreuve du disque, la présence, dans chacun des surnageants, de sérumalbumine et de γ-globulines à l'aide d'immunsérums de lapins et la présence d'anti-D. N. A. à l'aide de solutions de D. N. A. à faible concentration (1 à 20 μg/ml); pour cette dernière réaction, on a préalablement ajouté aux surnageants renfermant de la désoxyribonucléase du citrate de sodium. Le tableau montre les résultats de ces réactions dans une expérience typique (le titre indiqué est la plus forte dilution du surnageant déterminant une réaction positive).

	Présence de :			
Précipité spécifique repris par	Sérum-albumine.	γ-globulines.	Anti-D. N. A.	Phénomène L. E.
ClNa 0,15 M	—	± (1/2)	—	—
Glycocolle 1 M, pH 7,5	—	—	—	—
Ribonucléase + Mg^{++}	—	± (1/2)	—	—
Désoxyribonucléase + Mg^{++}	—	++ (1/64)	++ (1/16)	++ (1/8)
ClNa 2M, pH 7,8	—	+ (1/16)	± (1/2)	+ (1/2)

La recherche du phénomène L. E. a été faite selon la méthode préconisée par l'un de nous qui, seule, permet d'en étudier l'aspect dynamique ([8]). Le liquide à examiner est mélangé à parties égales sur une lame à concavité à une suspension de leucocytes normaux lavés puis resuspendus dans le sérum frais du donneur; une très petite goutte de

ce mélange est ensuite placée entre lame et lamelle. La préparation, lutée à la paraffine, est examinée au microscope à contraste de phase (objectif immersion × 90, oculaire 6×). Les enregistrements microcinématogra-





phiques sont effectués sur une installation déjà décrite ([9]). Le délai de lecture optimum se situe entre 30 et 60 mn. Nous avons ainsi constaté, avec les surnageants contenant l'anticorps anti-D. N. A. (tableau), les faits suivants : *a.* existence d'une lyse nucléaire importante de caractère extensif suivie d'une rupture du cytoplasme qui reste le plus souvent attaché au noyau; *b.* présence d'un chimiotactisme positif des leucocytes normaux pour les masses lysées, aboutissant à la constitution d'images en

rosettes; *c*. phagocytose élective de tout ou partie des masses nucléaires lysées aboutissant à la formation de cellules de Hargraves; le polynucléaire qui phagocyte abandonne les restes cytoplasmiques qui entouraient le noyau lysé. Ces faits, illustrés par les photographies ci-contre, sont rigoureusement superposables à ceux observés lorsqu'on fait agir un sérum de L. E. D. sur des leucocytes normaux. Ni les surnageants de contrôle (ne contenant pas l'anticorps anti-D. N. A.), ni une solution témoin renfermant du D. N. A., de la désoxyribonucléase et du Mg^{++}, à des concentrations identiques à celles de nos expériences, n'ont provoqué la formation de ces images caractéristiques. Nous avons noté que la présence de sérum normal frais est indispensable pour que l'anticorps anti-D. N. A., mis au contact de leucocytes normaux lavés, induise le phénomène L. E.; cette constatation incite à envisager le rôle du complément.

La démonstration directe de la production du phénomène L. E. par l'anticorps anti-D. N. A. isolé contraste avec deux faits que nous avions antérieurement observés (1), (2) : *a*. persistance du phénomène L. E. après épuisement de l'anticorps précipitant anti-D. N. A. des sérums de L. E. D.; *b*. impossibilité de déceler cet anticorps anti-D. N. A. dans quelques sérums de L. E. D. avec lesquels on constate cependant la production du phénomène L. E. Ces apparentes discordances font envisager plusieurs hypothèses qui seront discutées dans une étude synthétique (7).

(1) M. Seligmann, *Vox Sanguinis*, 2, 1957, p. 270.
(2) M. Seligmann, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 243.
(3) M. Seligmann et F. Milgrom, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1472.
(4) P. Miescher et R. Straessle, *Vox Sanguinis*, 2, 1957, p. 283.
(5) E. Polli, F. Celada et R. Ceppellini, *Bolletino I. S. M.*, 36, 1957, p. 910 et *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 96, 1957, p. 572.
(6) W. Robbins et coll., *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 96, 1957, p. 575.
(7) M. Seligmann, *Rev. Franç. Études Clin. et Biol.*, 3, 1958 (à paraître).
(8) R. Robineaux, *Ann. Inst. Pasteur*, 91, 1956, p. 109.
(9) R. Robineaux, *Mikroskopie*, 11, 1956, p. 31.

(*Service de Chimie microbienne, Institut Pasteur, Paris.*)

La séance est levée à 16 h 10 m.

R. C.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 21 octobre 1957.)

Note présentée le 14 octobre 1957, de M. *Jacques Guyot*, Réflexions sur l'aptitude à l'emboutissage des tôles minces :

Page 1374, nom de l'auteur, *au lieu de* M. Joseph Guyot, *lire* M. Jacques Guyot.

(*Comptes rendus* du 20 janvier 1958.)

Note présentée le même jour, de Mme *Madeleine Barbier*, Étude spectrale de 401 étoiles situées dans la constellation du Cygne :

Page 380, dans le titre, *au lieu de* Mlle, *lire* Mme.

» 381, 17e ligne, *au lieu de* MacRae et de Morgan, *lire* MacRae, et de Morgan.

» 383, tableau, en tête de la 4e et de la 5e colonne, *au lieu de* Schalén MB-., *lire* Schalén-MB; *au lieu de* Morgan MB-., *lire* Morgan-MB.

Dans la figure 2, un certain nombre de petites taches simulent de faux points dans la partie droite en haut.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 10 MARS 1958.

PRÉSIDENCE DE M. ALBERT PORTEVIN

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

CANCÉROLOGIE. — *Relation entre structure moléculaire et activité cancérogène dans trois séries d'hydrocarbures aromatiques hexacycliques.* Note (*) de MM. **Antoine Lacassagne, Nguyen P. Buu-Hoï** et **François Zajdela.**

Une étude comparative a été faite des pouvoirs cancérogènes du 3.4 : 9.10-dibenzopyrène, du 3.4 : 8.9-dibenzopyrène, de l'anthanthrène et de six homologues mono- et diméthylés de ces trois hydrocarbures hexacycliques. Dans le cas des deux dibenzopyrènes, la *méso*-méthylation fait décroître l'activité, alors qu'elle l'augmente dans le cas de l'anthanthrène.

Les relations entre constitution chimique et activité cancérogène sont relativement bien établies en ce qui concerne les hydrocarbures aromatiques possédant un nombre de cycles benzéniques égal ou inférieur à cinq (1). Il n'en est pas encore de même dans le domaine des hydrocarbures hexacycliques. Nous rapportons ici les observations effectuées dans cet ordre d'idées, chez trois séries de ces derniers hydrocarbures.

Les neuf composés suivants ont été étudiés, qui tous ont été synthétisés dans notre laboratoire, avec l'aide de Mlle D. Lavit :

a. dans la série du 3.4 : 9.10-*dibenzopyrène*, ce corps lui-même (I), le 5-méthyl 3.4 : 9.10-dibenzopyrène (II) et le 5.8-diméthyl 3.4 : 9.10-dibenzopyrène (III);

b. dans la série du 3.4 : 8.9-*dibenzopyrène*, ce corps lui-même (IV), le 5-méthyl 3.4 : 8.9-dibenzopyrène (V) et le 5.10-diméthyl 3.4 : 8.9-dibenzopyrène (VI);

c. dans la série de l'anthanthrène, ce corps lui-même (VIII), le 6-méthylanthanthrène (VIII) et le 6.12-diméthylanthanthrène (IX).

Conditions expérimentales. — Les 243 souris employées dans ces expériences (165 mâles et 78 femelles) étaient toutes de jeunes adultes appartenant à la lignée XVII de l'Institut du Radium.

Les trois corps de la *série du* 3.4 : 9.10-*dibenzopyrène*, ont été testés par les deux procédés habituels : *a.* injections sous-cutanées (trois injections, à un mois d'intervalle, de 0,6 mg de la substance dissoute dans 2/10e de centimètre cube d'huile d'olive neutralisée et stérilisée); *b.* applications à la surface de la peau, deux fois par semaine d'une goutte de solution saturée dans l'orthodichlorobenzène. Celui-ci avait été choisi à cause de la faible solubilité des hydrocarbures hexacycliques dans les solvants habituels (acétone, benzène, xylène). Appliqué seul sur la peau, il provoque l'épilation suivie de repousse des poils; des applications poursuivies jusqu'à 14 mois n'ont donné aucune tumeur cutanée. En revanche, le dichlorobenzène augmente l'incidence de certaines tumeurs spontanées : adénome pulmonaire, hépatome.

Les six corps des séries du 3.4 : 8.9-*dibenzopyrène* et de l'*anthanthrène* n'ont été utilisés qu'en injection, à cause de leur toxicité qui entraîne une forte mortalité en administration transcutanée.

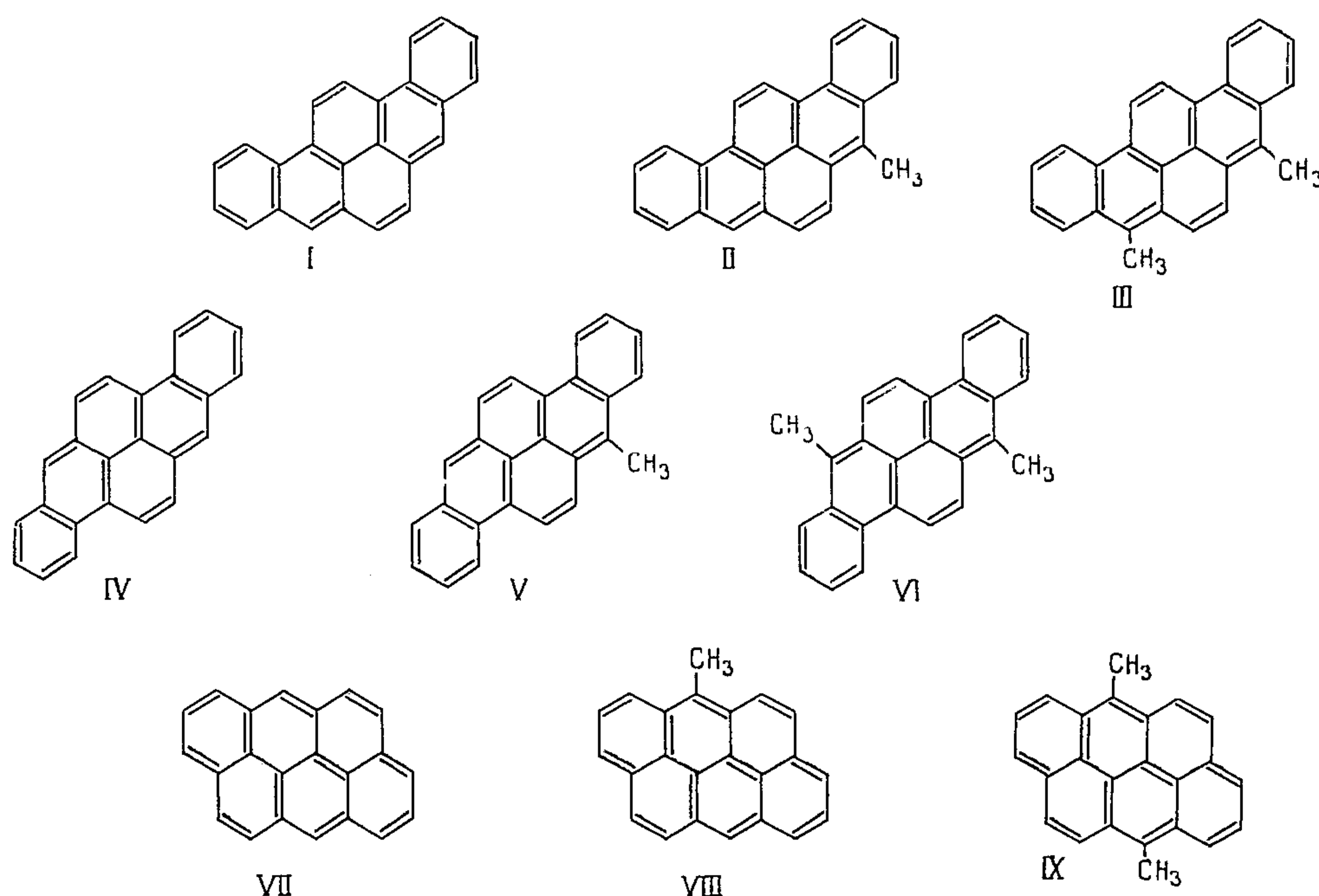
Afin d'avoir un élément de référence pour évaluer le pouvoir sarcomogène de ces différents composés, une expérience d'injections de 3.4-benzopyrène à des souris de la lignée XVII a été simultanément conduite.

Le tableau ci-dessous résume les résultats de dix expériences.

	En injections.			Par applications cutanées.				
					Papillomes.		Épithéliomas.	
Substances essayées.	Sexe et nombre des animaux.	Sar-comes.	Latence moyenne (jours).	Sexe et nombre des animaux.	Nombre.	Latence moyenne (jours).	Nombre.	Latence moyenne (jours).
3.4-benzopyrène	m 14	13	129					
	f 16	8	160					
3.4 : 9.10-D.B.P.	m 17	17	75	m 23	21	83	8	219
	f 18	16	81,5					
5-méthyl-3.4 : 9.10-D.B.P.	m 10	6	159	m 10	3	267	0	
5.8-diméthyl-3.49 : 10-D.B.P.	f 10	0	–	f 10	1	356	0	
3.4 : 8.9-D.B.P.	m 35	34	111					
	f 10	1	128					
5-méthyl-3.4 : 8.9-D.B.P.	m 7	2	218					
	f 7	3	236					
5.10-diméthyl-3.4:8.9-D.B.P.	m 14	0	–					
Anthanthrène	m 7	0	–					
	f 7	0	–					
6-méthylanthanthrène	m 14	1	353					
6.12-diméthylanthanthrène	m 14	4	247					

Discussion. — 1° En confirmation de nos expériences antérieures (²), le 3.4 : 9.10-*dibenzopyrène* apparaît comme le plus actif des composés

sarcomogènes actuellement connus. Utilisé par la voie percutanée, il se montre beaucoup moins cancérogène; il ne provoque que tardivement l'apparition d'épithéliomas. D'autre part, contrairement à ce qui avait été observé avec les hydrocarbures moins condensés (en particulier le 1.2-benzanthracène), l'introduction de groupes méthylés en position *méso* diminue le pouvoir cancérogène du 3.4 : 9.10-dibenzopyrène au lieu de l'augmenter : le dérivé 5-méthylé (II), qu'on l'administre en injections ou en applications, est beaucoup moins actif que l'hydrocarbure non substitué. Quant au dérivé 5.8-diméthylé (III) il n'a fourni aucun sarcome, et seulement un papillome.



2° Dans le groupe du 3.4 : 8.9-*dibenzopyrène* également, la *méso-méthylation exerce une influence défavorable* sur le pouvoir cancérogène. En effet, si nous avons constaté [en accord avec Kleinenberg ([3])] que l'hydrocarbure de départ (IV) est très actif par injection (les temps de latence des sarcomes que nous avons obtenus sont légèrement plus longs que dans le cas du 3.4 : 9.10-dibenzopyrène), l'activité du dérivé 5-méthylé (V) a été trouvée plus faible, et nulle celle du dérivé 5.10-diméthylé (VI).

3° Au contraire, dans le groupe de l'anthanthrène, cette même *méso*-méthylation favorise le pouvoir cancérogène : le 6.12-diméthylanthanthrène (IX) est nettement actif; le 6-méthylanthanthrène (VIII) n'a donné qu'un sarcome sur 14 animaux; l'anthanthrène (VII) non substitué est resté totalement inactif dans les mêmes conditions. Rappelons que,

d'après la théorie électronique, l'inactivité de l'anthanthrène constituait une exception à la règle qui reconnaît une corrélation entre densités électroniques dans les zones *méso*-phénanthréniques et pouvoir cancérogène ([4]).

D'après ces résultats, on voit que l'étude des relations entre constitution chimique et activité cancérogène, dans la série des hydrocarbures hexacycliques, promet un développement intéressant, comme cela fut le cas dans celle des hydrocarbures pentacycliques.

Au point de vue pratique, il importe de rappeler que les trois composés de base (I), (IV) et (VII) existent tous trois dans la fumée de tabac ([5]).

(*) Séance du 3 mars 1958.

([1]) *Cf.* notamment : A. LACASSAGNE, *Les cancers produits par des substances chimiques exogènes*, Hermann, Paris, 1946.

([2]) A. LACASSAGNE, F. ZAJDELA, N. P. BUU-HOÏ et H. CHALVET, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 273.

([3]) G. E. KLEINENBERG, *Arch. Sc. biol. U.R.S.S.*, 51, 1938, p. 127.

([4]) A. PULLMAN et B. PULLMAN, *Cancérisation par les substances chimiques et structure moléculaire*, Masson et Cie, Paris, 1955.

([5]) J. BONNET et S. NEUKOMM, *Helv. chim. Acta*, 39, 1956, p. 1724; J. A. S. GILBERT et A. F. LINDSEY, *Brit. J. Cancer*, 10, 1956, p. 642; E. L. WYNDER et G. WRIGHT, *Cancer*, 10, 1957, p. 255.

THERMOCHIMIE. — *Sur l'énergie dégagée dans l'ozonation des composés organiques à double liaison; données thermochimiques relatives aux ozonides.* Note (*) de M. **ÉMILE BRINER**.

Dans les très nombreux travaux publiés sur les ozonations de composés organiques à double liaison, on s'est surtout préoccupé de l'aspect chimique des problèmes, en laissant le plus souvent de côté l'étude de l'énergie mise en jeu dans ce type de réaction. Or, comme nous l'avons reconnu dans des recherches faites avec divers collaborateurs, ces ozonations se distinguent par plusieurs particularités thermochimiques, notamment par leur très forte exothermicité.

Voici, par exemple, quelques-unes des valeurs obtenues à l'aide d'une méthode calorimétrique directe, que nous avons établie et fréquemment utilisée ([1]). Ces valeurs se rapportent aux chaleurs, exprimées en kilocalories, dégagées par molécule-gramme d'ozone consommé; nous les désignons du nom de chaleur d'ozonation.

Isoeugénol	115	Isosafrol	111
Anéthol	128	Fumarate d'éthyle	114

A l'époque de ces déterminations, nous avions admis — comme on le faisait d'ailleurs assez généralement, surtout pour les oléfines — que l'ozonation

donne lieu, par la fixation d'une molécule d'ozone sur la double liaison, à la formation d'une molécule d'un ozonide, celui-ci se décomposant, par une hydrolyse ultérieure, en aldéhyde ou cétone et acide. Ainsi, l'ozonide étant le seul corps produit, la chaleur d'ozonation mesurera exactement la chaleur de la réaction de formation de 1 mol-g de l'ozonide à partir d'ozone et du composé organique à double liaison. Dans la suite, nous désignerons cette valeur, qui est la donnée énergétique la plus caractéristique de l'ozonide, du nom abrégé de « chaleur de formation de l'ozonide par ozonation » (2).

Mais des résultats et points de vue originaux dus à R. Criegee, et à ses collaborateurs (3), nous ont amené à reprendre, avec E. Dallwigk, l'étude, faite à l'aide de la spectrographie d'absorption infrarouge, des réactions d'ozonation d'un certain nombre d'oléfines. Or, dans la plupart des cas, ces nouvelles mesures (4) ont montré que les ozonations donnent lieu, et dès leur début, à la formation, non seulement d'ozonides, mais aussi d'aldéhydes, en proportion plus ou moins élevée; par exemple, production d'aldéhyde benzoïque dans l'ozonation du trans-stilbène et des aldéhydes m.méthoxy.p.oxybenzoïque (vanilline) et acétique, dans celle de l'isoeugénol.

Dans ces conditions la chaleur dégagée par l'ozonation ne mesure plus seulement la chaleur de formation d'ozonides, mais en outre celle de la formation d'aldéhydes. Nous reviendrons ultérieurement sur les cas où, d'après les spectres d'absorption infrarouge, l'ozonation engendre uniquement des ozonides.

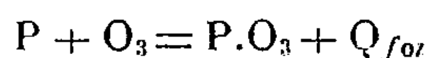
Reprenant l'examen des ozonations donnant naissance à la fois à des ozonides et à des aldéhydes, le problème s'est posé de déterminer la chaleur de formation de l'ozonide par ozonation. La méthode calorimétrique directe, mentionnée plus haut, ne pourrait en effet convenir que si l'on était au clair sur l'équation chimique représentant les réactions de formation d'ozonides et d'aldéhydes à partir de composés à double liaison et d'ozone; toutefois des données expérimentales manquent encore sur ce point.

Nous avons eu recours alors à une méthode indirecte impliquant la connaissance des chaleurs de combustion du composé à double liaison et de son ozonide (5), elle est basée sur la relation ci-dessous

(1) $$Q_{f_{oz}} = C_P - C_{oz} - F_{O_3},$$

où $Q_{f_{oz}}$ désigne la chaleur de formation de l'ozonide par ozonation, C_P et C_{oz}, respectivement, les chaleurs de combustion du composé à double liaison P et de son ozonide $P.O_3$, et F_{O_3}, la chaleur de formation de l'ozone.

Elle se démontre en partant de l'équation thermochimique de définition de la chaleur de formation de l'ozonide par ozonation; soit



$$P + O_3 = P.O_3 + Q_{f_{oz}}$$

à laquelle on applique le principe thermochimique de Hess, ce qui donne

(2) $$Q_{f_{oz}} = F_{oz} - F_P - F_{O_3},$$

où F_P et F_{oz} sont respectivement les chaleurs de formation du composé P et de son ozonide $P.O_3$.

D'autre part, la combustion du composé P comporte la formation d'un même nombre de molécules CO_2 et H_2O que celle de son ozonide $P.O_3$; soit $14CO_2$ et $6H_2O$ dans la combustion du stilbène $C_{14}H_{12}$ et de son ozonide $C_{14}H_{12}O_3$.

Ainsi, en appliquant le principe de Hess aux deux équations thermochimiques représentant, l'une, la combustion de P, l'autre, celle de $P.O_3$, on constatera que la différence $F_{oz} - F_P$ égale la différence $C_P - C_{oz}$; ce qui conduit à la relation (1).

Les chaleurs de combustion du composé à double liaison et de son ozonide sont par conséquent à déterminer, pour autant qu'on ne les trouve pas dans les tables ou les publications. Quant à la chaleur de formation de l'ozone, sa valeur, indiquée dans les tables, est $F_{O_3} = -34,5$ kcal.

Application à l'ozonide de trans-stilbène. — Dans les tables, on trouve les chaleurs de combustion de nombreux composés organiques; c'est le cas notamment pour le stilbène (sans autre mention, il s'agit de l'isomère trans) dont la chaleur de combustion est $C_P = 1\,765$ kcal.

En revanche, des mesures de chaleur de combustion d'ozonides n'ont été effectuées que très rarement. Les ozonides sont en effet des corps généralement peu stables, certains même explosifs, dont la préparation, surtout à un degré de pureté suffisant, est difficile.

Mais, récemment, en collaboration avec E. Dallwigk, nous avons pu procéder à une série de déterminations [6] de la chaleur de combustion du trans-stilbène sur un produit cristallisé et soigneusement purifié, que le professeur R. Criegee [7] a eu l'obligeance de mettre à notre disposition; elles ont donné pour la chaleur de combustion (à pression constante) de l'ozonide, la valeur $C_{oz} = 1\,697$ kcal.

En introduisant dans la relation (1) cette valeur, ainsi que la chaleur de combustion du trans-stilbène, indiquée plus haut, on obtient, pour la chaleur de formation de l'ozonide par ozonation, la valeur $Q_{f_{oz}} = 102,5$ kcal. Cette forte exothermicité dénote la valeur élevée de l'affinité mise en jeu dans les processus de formation des ozonides.

Chaleur de scission des ozonides. — On sait que, sous l'action de l'eau, les ozonides peuvent subir une scission les transformant en un aldéhyde et un acide; par exemple, la scission de l'ozonide de stilbène donne, selon l'équation thermochimique (3) l'aldéhyde et l'acide benzoïques.



$$C_{14}H_{12}.O_3 = C_6H_5.CHO + C_6H_5.CO_2H + Q_{sc}. \quad (3)$$

Cependant, dans des recherches expérimentales antérieures, nous avons constaté, en particulier dans le cas de l'ozonation du stilbène [8], que la scission s'accomplissait spontanément, mais assez lentement. Du point de vue thermodynamique, il y avait donc un certain intérêt à connaître la valeur de la chaleur de scission.

Or, cette valeur peut se déduire [5] de la chaleur de combustion de l'ozonide,

si l'on connaît en outre les chaleurs de combustion de l'aldéhyde et de l'acide. La relation unissant ces grandeurs est :

$$Q_{sc} = C_{oz} - C_{al} - C_{ac}, \quad (4)$$

où Q_{sc} désigne la chaleur de scission et C_{oz}, C_{al} et C_{ac} respectivement les chaleurs de combustion de l'ozonide, de l'aldéhyde et de l'acide. Elle se démontre en appliquant le principe de Hess à l'équation thermochimique représentant la scission, dont la relation (3) est le type; ce qui donne

$$Q_{sc} = F_{al} + F_{ac} - F_{oz},$$

dans laquelle F_{al}, F_{ac} et F_{oz} désignent respectivement les chaleurs de formation de l'aldéhyde, de l'acide et de l'ozonide.

En suivant ensuite une voie entièrement semblable à celle que nous avons indiquée, pour la démonstration de la relation (1), on voit qu'on peut remplacer $F_{al} + F_{ac} - F_{oz}$ par $C_{oz} - C_{al} - C_{ac}$.

Appliquant la relation (4) à la scission de l'ozonide de trans-stilbène en y introduisant la chaleur de combustion mesurée de l'ozonide $C_{oz} = 1697$ kcal., la chaleur de combustion de l'aldéhyde benzoïque $C_{al} = 841,3$ kcal et celle de l'acide benzoïque $C_{ac} = 771,2$ kcal (ces deux dernières valeurs données dans les tables), on obtient pour la chaleur de scission la valeur Q_{sc}, $=84,5$kcal. C'est aussi une exothermicité élevée qui implique, pour la réaction de scission, une diminution très marquée de l'énergie libre. On comprend ainsi que cette scission puisse s'accomplir sans l'intervention d'un agent extérieur.

Comme on l'a relevé dans d'autres publications, cette scission a pu être mise en évidence d'une manière particulièrement nette, surtout pour l'ozonide de trans-stilbène, par voie chimique ([8]), ou en observant l'évolution avec le temps des bandes d'absorption infrarouge de l'ozonide, ainsi que de l'aldéhyde et de l'acide ([4]).

(*) Séance du 3 mars 1958.

([1]) E. Briner, K. Ryffel et S. Nemitz, *Helv. Chim. Acta*, 21, 1938, p. 357.

([2]) Ceci pour éviter une confusion avec la chaleur de formation de l'ozonide qui, selon la définition thermochimique, est la chaleur dégagée par la formation de l'ozonide à partir de ses éléments.

([3]) R. Criegee, A. Kerckow et H. Zinke, *Chem. Beritche*, 88, 1955, p. 1878.

([4]) E. Briner et E. Dallwigk, *Helv. Chim. Acta*, 39, 1956, p. 1446, et *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 630; E. Dallwigk et E. Briner, *Helv. Chim. Acta*, 39, 1956, p. 1826. E. Briner et E. Dallwigk, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1695. Toutes ces déterminations de spectres d'absorption infrarouge ont été faites, à l'aide d'un spectrophotomètre Perkin-Elmer à deux faisceaux, dans le Laboratoire de Chimie physique à Genève, Directeur Professeur B. Susz.

([5]) E. Briner, *Helv. Chim. Acta*, 22, 1939, p. 591.

([6]) E. Briner et E. Dallwigk, *Helv. Chim. Acta*, 40, 1957, p. 1978.

([7]) Sur les méthodes de préparations et de purifications des ozonides utilisées par le Professeur R. Griegee et ses collaborateurs, *voir* ([3]).

([8]) E. Briner et L. Aguadisch, *Helv. Chim. Acta*, 32, 1941, p. 1505.

M. le **Secrétaire perpétuel** dépose sur le Bureau le Tome VIII *du Système du Monde. Histoire des doctrines cosmologiques de Platon à Copernic*, par Pierre Duhem.

M. **Louis de Broglie** fait hommage à l'Académie de trois fascicules des Réunions d'études et de mises au point tenues sous sa présidence : 1° *Les applications de la Mécanique ondulatoire à l'étude de la structure des molécules;* 2° *Physique et Biologie;* 3° *Propriétés et structure des noyaux.*

M. **Jean Piveteau** fait hommage à l'Académie des Tomes VI, 2e volume et VII du Traité de Paléontologie, publié sous sa direction. Ce tome VII consacré aux *Primates et à la paléontologie humaine*, est écrit par lui-même, ainsi que l'un des chapitres du tome VI, 2e partie, qui traite des *Mammifères et de leur évolution.* Les collaborateurs de ce dernier ouvrage sont : Mlle Colette Dechaseaux, MM. René Lavocat, Raymond Vaufrey, Jean Viret, Roger Saban, Robert Hoffstetter, Christian Guth et Samuel Schaub

M. **Pierre-Paul Grassé** fait hommage à l'Académie du Tome XIII du *Traité de Zoologie* dont il assure la direction. Ce tome se compose de trois volumes comptant au total 2 758 pages. Il est consacré à deux classes de Vertébrés : les Agnathes et les Poissons. Certains chapitres constituent de véritables œuvres originales, par exemple celui qui concerne les cyclostomes fossiles et qui a été rédigé par M. le Professeur Stensiö de Stockholm, celui qui est relatif aux organes électriques et dont M. le Professeur Fessard est l'auteur.

Les collaborateurs à ce tome sont : MM. Camille Arambourg, Jean Anthony, Léon Bertin, Paul Budker, Jacques Daget, H. Damas, Charles Devillers, Louis Fage, Alfred Fessard, Maurice Fontaine, Pol Gérard, Pierre-Paul Grassé, Jean Guibé, Yseult Le Danois, Jean-Pierre Lehman, Étienne Oemichen, Jean Pasteels, Jean Piveteau, André Rochon-Duvigneaud, Erik Stensio, Mlle Odette Tuzet et M. Jean Vivien.

M. **Umberto d'Ancona** adresse en hommage à l'Académie plusieurs fascicules concernant ses travaux de zoologie.

DÉSIGNATIONS.

MM. **Léopold Escande**, **Jean Wyart**, **Georges-Albert Boutry** et **Pierre Denoix**, sont désignés pour constituer la délégation française à la *Conférence internationale sur l'information scientifique* qui doit se tenir à Washington du 16 au 21 novembre 1958, sur l'initiative du Conseil international des Unions scientifiques.

CORRESPONDANCE.

L'Académie est informée des Journées de l'éclairage, organisées par l'*Association française des éclairagistes* à Reims, du 23 au 26 avril 1958.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Sur l'eustatisme et l'isostasie*, par Jean Lagrula ;

2° National Museum of Canada. *Folk-names of Canadian birds*, par W. L. Mc Atee ;

3° Id. *Belle-Anse*, par Marcel Rioux ;

4° *Réaumur et ses portraits*, par Jean Torlais ;

5° *Réaumur et le problème de la digestion*, par Jean Torlais ;

6° *Energia Atomica*, par G. E. Villar ;

7° Pakistan Council of scientific and industrial research (Karachi). *Pakistan Journal scientific and industrial research*, Vol. I, n° 1 ;

8° *Types of graphic representation of the periodic system of chemical elements*, par Edward G. Mazurs ;

9° Union internationale de physique pure et appliquée. *État au 1er janvier* 1958. *Procès-verbal de la neuvième Assemblée générale* (1957) ;

10° *La quimica a fines del siglo XIX*, par Jose Casares Gil, avec une étude sur l'auteur, par D. Ramon Portillo ;

11° Résultats des campagnes du « Professeur Lacaze Duthiers ». II. — *Algérie* 1952 *et Baléares* 1953-1954. Supplément n° 6 à « Vie et milieu » ;

12° *Betesgångens inverkan på växtlighet och mark i svenska naturbeten*, par Eliel Steen (Thèse, Uppsala) ;

13° Institut d'astrophysique de l'Université de Liège. Observatoire Royal de Belgique. *An atlas of nitrous oxide, methane and ozone infrared absorption bands*. Part I. *The photometric records, Nitrous oxide and methane bands from* 2.8 *to* 8.9 *microns*, par M. Migeotte, L. Neven, J. Swensson. *Ozone bands from* 3.2 *to* 10.2 *microns*, par E. Vigroux, M. Migeotte, L. Neven, J. Swensson.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la théorie générale des meilleures approximations*. Note de M. **Rudi Hirschfeld**, transmise par M. Joseph Kampé de Fériet.

On considère la meilleure approximation d'un vecteur par un sous-espace dans un espace de Banach. On obtient une condition suffisante pour l'existence d'une telle approximation, ainsi qu'une condition nécessaire et suffisante pour son unicité. Enfin, l'espace hilbertien est caractérisé.

1. Soit E un espace vectoriel normé, complet ou non, $G \subset E$ un sous-espace vectoriel fermé et x un vecteur arbitraire dans E. On définit la *meilleure approximation* de x par G comme

$$\| x - A_G \| = \operatorname*{Inf}_{g \in G} \| x - g \|.$$

A_G s'appellera *l'opérateur d'approximation*. Il y a des espaces E dans lesquels $A_G x$ n'existe pas toujours.

Définition. — 1° E possède la propriété d'*existence* (E) lorsque $A_G x$ existe pour chaque G et partout dans E; 2° E possède la propriété d'*unicité* (U) lorsque l'image $A_G x$ de x dans G est unique; 3° E possède la propriété de *linéarité* (L) si l'application A_G est linéaire.

Remarques. — (i) Pour la théorie générale des meilleures approximations dans laquelle (E) et (U) sont fondamentales, *voir* ([1]), chap. I;

(ii) On déduit d'un résultat de F. Riesz ([6]) que tout E possède (E) par rapport aux sous-espaces G de dimensions *finies*;

(iii) Comme G. Krein a démontré [*voir* ([1]), § 9] pour que E satisfasse (U) il *suffit* que E soit strictement convexe, c'est-à-dire que

$$\| x \| = \| y \| = 1, \qquad x \neq y \qquad \text{entraînent} \quad \| \lambda x + (1 - \lambda) y \| < 1 \qquad (0 < \lambda < 1);$$

(iv) Une propriété très intéressante, dont notre (L) est un cas spécial, est donnée dans ([5]), § 3, où l'on trouvera les beaux résultats de J. Favard.

2. THÉORÈME 1. — *Chaque espace réflexif (donc complet)* E *possède la propriété* (E).

En effet, la boule $\| x \| \leqq 1$ dans E étant compacte, on n'a qu'à appliquer le théorème de M. M. Day [*voir* ([2]), p. 117, Ex. 1 *b*] que G-x contient un point minimal au moins. Remarquons que A. F. Monna ([3]) a obtenu (E) pour une classe assez étendue d'espaces de Banach non archimédiens qui, en général, ne sont pas réflexifs [([4]), p. 471].

THÉORÈME 2. — *Le dual fort d'un espace vectoriel normé possède la propriété* (E) *relative aux sous-espaces régulièrement fermés.*

En complétant le théorème de M. G. Krein, nous avons le :

THÉORÈME 3. — *Pour que* E *possède la propriété* (U) *il faut et il suffit que* E *soit strictement convexe.*

En effet, on établira sans peine successivement les propriétés suivantes :

a. lorsque E possède (U), un ensemble convexe dans E ne peut avoir qu'un seul point minimal, au plus;

b. lorsque chaque ensemble convexe dans E ne possède qu'un seul point minimal, au plus, E doit être strictement convexe.

3. Dans l'espace hilbertien, on a toujours $\| A_G x \| \leqq \| x \|$ puisque A_G est la projection orthogonale de E dans G. Dans le théorème qui va suivre, les hypothèses sont très faibles.

THÉORÈME 4. — *Soit* E *un espace vectoriel normé de dimension* $\geqq 3$, *complet ou*

non, possédant ou non les propriétés (E) *et* (U). *Supposons que l'opérateur d'approximation* (*qui, d'après F. Riesz, existe pour tout* G *à dimension finie*) *satisfasse à l'inégalité*

$$\|A_G x\| \leq \|x\| \qquad (x \in E)$$

pour chaque sous-espace vectoriel G *de dimension* = 2.

Alors, E *doit être un espace préhilbertien et par conséquent aura les propriétés* (E) *et* (U).

Pour commencer, on peut se ramener au cas où E est de dimension = 3 [*voir* ([2]), p. 138, Ex. 2]. On démontrera ensuite que chaque $x \in E$ peut se décomposer, d'une manière unique, en

$$x = A_G x + a(x)(x' - A_G x'),$$

où $a(x)$ désigne un nombre complexe et x' un élément arbitraire de E — G. Il en découle que chaque plan homogène G dans E a une projection, à savoir A_G de norme = 1. Un théorème de N. Bourbaki affirme que E est donc un espace préhilbertien [*voir* ([2]), p. 142, Ex. 12 et 13]; il suffit ensuite d'appliquer le théorème 4 de ([2]), p. 132.

Le fait que, dans un espace préhilbertien, l'opérateur de la meilleure approximation A_G devient une projection orthogonale sur G, a des conséquences intéressantes dans des cas particuliers; par exemple, un problème de la théorie des tourbillons avait conduit J. Kampé de Fériet ([7]) à étudier l'approximation d'une fonction à carré sommable par une fonction polyharmonique.

Considérons dans $L^2(D)$, où D désigne un domaine ouvert et borné dans R^q, la classe des fonctions réelles polyharmoniques d'ordre p. On voit que cette classe forme un sous-espace fermé $\mathcal{A}_p$; posons

$$A_{\mathcal{A}_p} x = \mathcal{M}_p x.$$

Comme J. Kampé de Fériet l'a démontré, l'approximation de x par la fonction p-harmonique $\mathcal{M}_p x$, qu'il nomme la moyenne p-harmonique de x, satisfait :

$$\lim_{p \to \infty} \|x - \mathcal{M}_p x\| = 0.$$

De plus, elle peut être calculée explicitement, sous des conditions très générales pour x, sans avoir recours à une base orthogonale dans $\mathcal{A}_p$.

4. Dans notre dernier théorème, nous verrons qu'on ne doit pas s'attendre en général à la linéarité de l'opérateur A_G. Comme une contribution au problème discuté par S. M. Nikolsky [([5]), § 3], nous avons le :

Théorème 5. — *Soit* E *un espace vectoriel réel normé de dimensions* ≥ 3. *Supposons que l'opérateur de la meilleure approximation* A_G (*qui, comme on le sait, est défini pour tout* G *de dimension finie*) *soit linéaire pour chaque droite homogène* G. *Alors,* E *sera un espace préhilbertien possédant la propriété* (L).

Soit (z) la droite homogène engendrée par $z \neq 0$ et soit $A_G x = 0$; on aura

$$\|x - A_{(z)} x\| = \|x\| \leq \|x - az\| \qquad (-\infty < a < +\infty).$$

Autrement dit, z est quasi normal à x. Comme $A_{(z)}x$ ne peut prendre qu'une seule valeur, le fait que z est quasi normal à x, implique $A_{(z)}x = 0$. Enfin, la linéarité de $A_{(z)}$ montre que, lorsque, en outre, z est quasi normal à y, z sera aussi quasi normal à $x+y$. Cela signifie que E est un espace préhilbertien [*voir* (2), p. 114, Ex. 14 *d*] et l'on sait qu'un tel espace possède (L) [*voir* (2), p. 135, th. 2].

Une exposition plus détaillée paraîtra dans un autre périodique.

(1) N. I. ACHIESER, *Vorlesungen über Approximationstheorie*, Berlin, 1953.
(2) N. BOURBAKI, *Espaces vectoriels topologiques*, chap. III-V, Paris, 1955.
(3) A. F. MONNA, *Proc. Kon. Ned. Akad. van Wetensch.*, 49, 1946, p. 1142-1152.
(4) A. F. MONNA, *Indag. Math.*, 19, 1957, p. 468-476.
(5) S. M. NIKOLSKY, *Proc. Intern. Congr. Math.*, 1954, Amsterdam, vol. 1, p. 371-382.
(6) F. RIESZ, *Acta Math.*, 41, 1918, p. 71-98.
(7) J. KAMPÉ DE FÉRIET, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 621.

ÉQUATIONS INTÉGRALES. — *Conditions nécessaires et suffisantes de résolubilité de l'équation intégrale de M. H. Villat.* Note (*) de M. **LIVIU I. TODOR**, présentée par M. Henri Villat.

Les résultats donnés dans une Note antérieure (1) permettent l'étude de l'équation intégrale de M. H. Villat. En conservant les mêmes notations, soit l'équation intégrale de M. H. Villat (2)

$$(1)\qquad \frac{1}{2}\bar{V}(P') - \frac{1}{4\pi}\iint_S \operatorname{grad}_{P'}\frac{1}{r_{PP'}}[\bar{n}(P)\times\bar{V}(P)]\,d\sigma_P = \bar{F}(P') \qquad (P'\in S),$$

où $\bar{F}$ est un vecteur continu arbitraire donné sur S; nous considérons l'équation (1) indépendamment du problème de Poincaré-Stekloff.

Soient de même les équations intégrales

$$(2)\qquad \frac{1}{2}\bar{V}(P') - \frac{1}{4\pi}\iint_S \mathfrak{M}(P', P).V(P)\,d\sigma_P = F(P') \qquad (P'\in S),$$

et

$$(3)\quad \frac{1}{2}[\bar{V}(P'), v(P')] - \frac{1}{4\pi}\iint_S \mathfrak{M}^*(P', P).[V(P), v(P)]\,d\sigma_P = [\bar{F}(P'), f(P')] \qquad (P\in S),$$

le vecteur $\bar{F}$ étant le même dans ces trois équations, tandis que dans l'équation (3) f est une fonction qui sera déterminée ultérieurement. L'étude directe de l'équation (1) présentant des difficultés, on a recours aux composantes U, V, W, v du demi-vecteur $[\bar{V}, v]$. Cela nous conduit à l'équation (3), mais il faut d'abord montrer l'équivalence de l'équation (1) avec (3). On a les deux théorèmes :

a. Si

$$(4)\qquad \iint_S \bar{F}(P).\bar{n}(P)\,d\sigma_P = 0,$$

les équations (1) *et* (2) *sont résolubles en même temps.*

b. Si l'équation (3) *est résoluble pour un second membre* $[\overline{F}, f]$ *donné, l'équation* (2) *l'est aussi, pour le même vecteur* $\overline{F}$. *Si l'équation* (2) *est résoluble pour un second membre donné* $\overline{F}$, *on peut toujours trouver une fonction* f *telle que l'équation* (3) *soit résoluble pour le demi-vecteur* $[\overline{F}, f]$.

Ainsi les conditions de résolubilité de l'équation de M. H. Villat seront celle de l'équation (3) auxquelles nous ajouterons la condition (4). Les équations (1), (2) et (3) sont singulières, avec des singularités fortes et ainsi elles sont analogues aux équations intégrales singulières à noyaux de Cauchy. Mais elles sont aussi irrégulières en ce sens qu'on ne peut leur appliquer les théorèmes de Fredholm ou ceux de Nœther. Nous avons obtenu la condition de résolubilité de l'équation (3), sous la forme

$$(5) \qquad \frac{1}{4\pi}\iint_S \mathfrak{M}^*(M, P)[\overline{F}(P), f(P)]\,d\sigma_P \equiv 0 \qquad (M \in D).$$

En utilisant la matrice $\mathfrak{M}$ cette condition revient à

$$(6) \qquad \frac{1}{4\pi}\iint_S \mathfrak{M}(M, P).\overline{F}(P)\,d\sigma_P + \frac{1}{4\pi}\iint_S \frac{n(P) \times S_{MP}}{r_{MP}^2} f(P)\,d\sigma_P \equiv 0 \qquad (M \in D),$$

$$(7) \qquad \frac{1}{4\pi}\iint_S \frac{\cos\varphi}{r_{MP}^2} f(P)\,d\sigma_P + \frac{1}{4\pi}\iint_S \frac{[\overline{n}(P) \times \overline{S}_{MP}].F(P)}{r_{MP}^2}\,d\sigma_P \equiv 0 \qquad (M \in D).$$

Les conditions (6) et (7) sont également nécessaires pour la résolubilité de l'équation (1), mais alors l'équation (7) servira pour déterminer la fonction f. Ainsi les conditions nécessaires et suffisantes pour la résolubilité de l'équation intégrale de M. H. Villat sont (4), (6) et (7). Si le vecteur $\overline{F}$ est hölderien sur S, les conditions (6) et (7) peuvent être écrites sous la forme

$$(8) \qquad \frac{1}{2}\overline{F}(P') + \frac{1}{4\pi}\iint_S \mathfrak{M}(P', P).\overline{F}(P)\,d\sigma_{P'} + \frac{1}{4\pi}\iint_S \frac{\overline{n}(P) \times S_{P'P}}{r_{P'P}^2} f(P)\,d\sigma_P \equiv 0 \qquad (P' \in S),$$

$$(9) \qquad \frac{1}{2}f(P') - \frac{1}{4\pi}\iint_S \frac{\cos\varphi}{r_{P'P}^2} f(P)\,d\sigma_P - \frac{1}{4\pi}\iint_S \frac{[n(P') \times \overline{S}_{P'P}].F(P)}{r_{P'P}^2}\,d\sigma_P \equiv 0 \qquad (P' \in S).$$

L'équation (9) pour la détermination de f est celle qui intervient dans la résolution du problème de Dirichlet intérieur dans le domaine D.

Dans le cas le plus important où le vecteur $\overline{F}$ a une circulation nulle pour tout contour fermé $C \subset S$, l'équation (9) devient homogène et la fonction f se réduira à des constantes sur chacune des surfaces S_j qui forment la frontière S et alors la condition (8) deviendra :

$$(10) \qquad \frac{1}{2}\overline{F}(P') + \frac{1}{4\pi}\iint_S \mathfrak{M}(P', P).\overline{F}(P')\,d\rho_P \equiv 0 \qquad (P' \in S).$$

Si le second membre $\overline{F}$ de l'équation (1) provient d'un problème de Poincaré-Stekloff les conditions (4), (6), (7), (8), (9) sont toujours remplies.

Si l'équation intégrale de M. H. Villat est résoluble, il y a une seule solution continue.

Si le vecteur $\overline{F}$ a une circulation nulle pour tout contour fermé C de S, la solution, si elle existe, a la même propriété.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1360.

(2) H. VILLAT, *Théorie des Tourbillons*, Gauthier-Villars, 1930, p. 26 et suiv.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Processus strictement markoviens.*

Note de M. **Paul Lévy**, présentée par M. Georges Darmois.

L'attention a été attirée depuis quelques années sur la nécessité de distinguer plusieurs définitions, plus ou moins strictes, de la notion de processus markovien. Celles qu'on adopte généralement ne me semblent pas heureuses; elles donnent trop d'importance à un phénomène accessoire. On trouvera ici l'esquisse d'une théorie basée sur d'autres définitions qui facilitent la solution des problèmes fondamentaux. Je pense l'exposer ailleurs plus complètement (1).

1. Une fonction aléatoire $X(t)$ est dite *markovienne*, ou *faiblement markovienne*, si, quelle que soit la suite de nombres croissants t_n, la suite des $X(t_n)$ est une chaîne simple de Markov. Elle est *strictement markovienne* si, à tout instant t, la valeur actuelle $X(t)=x$ étant connue, la probabilité conditionnelle de n'importe quel événement ne dépendant que de l'avenir n'est *sûrement* jamais modifiée par la connaissance totale ou partielle du passé. Si cette indépendance complète du passé et de l'avenir n'est que *presque sûre*, c'est-à-dire si elle est vérifiée sauf peut-être pour un ensemble E_t tel que

$$\mathrm{Pr}\{X(t)\in E_t\}=0, \tag{1}$$

la fonction $X(t)$ est *presque strictement markovienne* (2).

La *définition faible* d'une fonction $X(t)$ est connue si, pour n'importe quelle suite finie de nombres t_ν, on connaît la loi jointe des $X(t_\nu)$; on la connaît alors aussi pour n'importe quelle suite infinie, donc pour n'importe quel ensemble dénombrable partout dense. Dans le cas d'une fonction markovienne, en supposant pour fixer les idées que ses valeurs x soient des points d'un espace euclidien $\mathcal{E}$ à N dimensions ($N<\infty$), la définition faible se ramène à la donnée de la *probabilité de transition* $P(x';\, t,\, t'\,|\,x)\,(t'>t)$ qui est la fonction de répartition de $X(t')$ dans l'hypothèse $X(t)=x$. C'est donc une fonction de répartition en x', vérifiant l'équation de Chapman-Kolmogorov

$$P(x';\, t,\, t'\,|\,x)=\int P(x';\, u,\, t'\,|\,y)\,d_y P(y;\, t,\, u\,|\,x) \qquad (t<u<t'). \tag{2}$$

Nous considérerons comme non distincte de P toute fonction P^* telle que la substitution de $P^*(x';\, u,\, t'\,|\,y)$ à $P(x;\, u,\, t'\,|\,y)$ ne change pas le second membre de cette formule.

Pour *définir complètement* X(.), on peut représenter cette fonction par un point ω d'un espace Ω, de manière que X(t) soit une fonction certaine de t et ω. La probabilité est alors une fonction complètement additive des sous-ensembles $\mathcal{R}$ de Ω, bien définie pour une famille borélienne dont nous supposerons essentiellement qu'elle comprenne tous les ensembles $X(t) < x$. Alors la définition complète implique la définition faible.

2. PROBLÈME 1. — *La fonction* P *étant donnée, en déduire la définition complète d'une fonction markovienne ayant* P *comme probabilité de transition.*

Pour le résoudre, donnons-nous une suite de nombres t_n formant un ensemble partout dense dans (t_0, ∞), et partons d'une loi donnée pour $X(t_0)$. En utilisant tantôt directement la fonction P, tantôt une formule d'interpolation bien connue, on peut définir successivement tous les $X(t_n)$, et obtenir ainsi une définition constructive de l'ensemble des $X(t_n)$.

Définissons maintenant X(t) pour les autres valeurs de t. Chacune de ces valeurs est à la fois limite d'une suite de nombres croissants t'_p et d'une suite de nombres décroissants t''_p, tous choisis parmi les t_n. Soit X_p l'approximation de X(t) obtenue en appliquant la formule d'interpolation dans (t'_p, t''_p). On déduit aisément d'un théorème connu (P. LÉVY, *Variables aléatoires*, théorème 41) que, presque sûrement, les lois des X_n tendent vers une loi limite $\mathcal{L}_t$. Chaque X(t) (certain, ou effectivement aléatoire) étant défini par cette loi, on obtient presque sûrement une fonction aléatoire bien définie, sauf peut-être sur un ensemble e de mesure nulle et tel qu'aucun t donné d'avance n'ait une probabilité positive de lui appartenir.

Il n'y a d'ailleurs, si $t \in e$, aucune incompatibilité qui empêche de définir X(t). Il y a indétermination, et il faut une convention nouvelle pour choisir une des définitions possibles et obtenir une définition complète de X(t); ainsi la fonction de Poisson peut à volonté être supposée continue à gauche ou à droite.

Il y a d'ailleurs toujours une extraordinaire variété de fonctions faiblement markoviennes ayant la même probabilité de transition. On démontre que : *celles qu'on vient de définir sont toujours presque strictement markoviennes.*

3. PROBLÈME 2. — *Définir une fonction strictement markovienne ayant une probabilité de transition donnée.*

Le résultat du n° 2 nous permet de partir d'une fonction presque strictement markovienne X(t) ayant la probabilité de transition donnée. Si elle n'est pas strictement markovienne, c'est que les ensembles singuliers E_t ne sont pas tous vides. On peut alors remplacer X(t) par une autre fonction $X^*(t)$ qui n'en diffère que pour les valeurs de t pour lesquelles $X(t) \in E_t$. Il résulte de (1) que X(t) et $X^*(t)$ ont la même probabilité de transition (des valeurs *singulières* étant seules négligées).

On peut alors utiliser une idée de D. Ray ([3]), en considérant $\mathcal{E}_N$ comme une section d'un espace plus étendu $\mathcal{E}^*$. Chaque $x \in E_t$ peut alors être considéré

comme la projection d'un ensemble de points x^* assez puissant pour que la donnée de la valeur x^* de $X^*(t)$ indique que $X(t)=x$ et donne en outre tous les renseignements déduits du passé pouvant influer sur l'avenir. Cette fonction $X^*(t)$ est strictement stationnaire.

4. Appelons *instant initial de Chung* ce que cet auteur appelle *optional starting time*, c'est-à-dire une valeur T de t, presque sûrement bien définie si la fonction X est connue, et telle que, pour savoir si $T \leqq t$, il suffise de connaître $X(u)$ pour $u \leqq t$. L'hypothèse $T=t$ ne peut donc pas changer les prévisions relatives à l'avenir si $X(u)$ est connu pour $u \leqq t$. Si donc la fonction $X(t)$ est strictement markovienne, les prévisions relatives à l'avenir, qui ne dépendent que de t et de la valeur actuelle $X(t)$, sont les mêmes si t est un nombre donné d'avance ou si l'on a choisi ce nombre parce que c'est la valeur de T.

En particulier, si le processus est strictement markovien et stationnaire, et si la définition de T implique que X(T) ait sûrement une valeur donnée x, les prévisions relatives à la fonction $Y(\tau)=X(T+\tau)$ sont connues d'avance ; ce sont celles qu'on ferait à partir d'un instant quelconque t si l'on sait que $X(t)=x$.

Exemple. — Prenons pour $X(t)$, soit la fonction de Poisson, supposée continue à droite, soit celle du mouvement brownien, et pour T l'instant où cette fonction prend pour la première fois une valeur donnée x (entière pour la fonction de Poisson). Alors la définition complète de $Y(\tau)-x=X(T+\tau)-x$ dans $(0,\infty)$ est indépendante du passé et identique à celle de $X(\tau)-X(0)$ (4).

(1) Je voudrais rectifier une erreur d'une Note antérieure, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1772). La formule (2) est fausse. Le théorème 2 est tout de même exact; sa démonstration est indiquée dans un travail en cours d'impression.

(2) Ces définitions sont déjà indiquées dans un travail en cours d'impression, développant deux conférences faites à Oxford et à Paris à la fin de 1957. Mais lors de ces conférences j'avais appelé strictement markoviens les processus que, dans le texte définitif comme dans la présente Note, j'appelle presque strictement markoviens.

(3) Il s'agit d'un travail non encore publié, dont l'idée principale m'a été indiquée par W. Feller. Je pense que l'idée de simplifier la démonstration du théorème de Ray à l'aide des résultats du n° 2 ci-dessus est nouvelle.

(4) Je n'ai pas compris pourquoi certains auteurs ont cru que la vérification de ces résultats était nécessaire. Je m'efforcerai, en développant cette Note, de montrer que la méthode intuitive est aussi parfaitement rigoureuse.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la prévision linéaire des processus stochastiques vectoriels à densité spectrale bornée.* Note de MM. **Norbert Wiener** et **Pesi Masani**, présentée par M. Joseph Kampé de Fériet.

Nous donnons un résumé de notre solution du problème de prévision pour un processus stochastique, discret stationnaire, et vectoriel de dimensions q, dont les valeurs caractéristiques de la matrice de densité spectrale ainsi que de son inverse sont bornées. Nous employons un algorithme que nous construisons pour obtenir la fonction génératrice du processus.

1. Soit $(\mathbf{f}_n^\infty)_{-\infty}^{+\infty}$ un processus stochastique (P. S.), vectoriel, et de rang maximal [(4), § 6]. [Pour la terminologie et les notations, *voir* notre Mémoire (4)]. Chaque $\mathbf{f}_n$ est une fonction de la classe L_2 sur un espace Ω de probabilité, avec valeurs vectorielles à q dimensions. Soit $\mathfrak{M}_\infty$ l'espace fermé, linéaire engendré par les $\mathbf{f}_k$; ici nous prenons les combinaisons linéaires avec coefficients matriciels, $(q \times q)$, dans la topologie de convergence en moyenne pour chaque composante. Soit $\mathfrak{M}_n$ le sous-espace de $\mathfrak{M}_\infty$ obtenu lorsque $k \leq n$. Nous désignons la *matrice de Gram* $[\varphi^{(i)}, \psi^{(j)}]$ de deux vecteurs $\boldsymbol{\varphi} = (\varphi^{(i)})_{i=1}^q$, $\boldsymbol{\psi} = (\psi^{(j)})_{j=1}^q$ dans $\mathfrak{M}_\infty$ par $(\boldsymbol{\varphi}, \boldsymbol{\psi})$.

Puisque le P. S. est stationnaire

$$(\mathbf{f}_m, \mathbf{f}_n) = \mathbf{\Gamma}_{m-n} \tag{1.1}$$

ne dépend que de la différence $m - n$. Soit

$$\hat{\mathbf{f}}_\nu = (\mathbf{f}_\nu \mid \mathfrak{M}_0) = \lim_{n \to \infty} \sum_{k=0}^{n} \mathbf{A}_{\nu k}^{(n)} \mathbf{f}_{-k}, \tag{1.2}$$

la projection orthogonale de $\mathbf{f}_\nu$ sur $\mathfrak{M}_0$ [(4), § 5], que nous appellerons le *préviseur linéaire pour un délai* ν. Le *problème de prévision* est d'exprimer les matrices $\mathbf{A}_{\nu k}^{(n)}$ et la *matrice d'erreur* pour le délai ν

$$\mathbf{G}_\nu = (\mathbf{f}_\nu - \hat{\mathbf{f}}_\nu, \mathbf{f}_\nu - \hat{\mathbf{f}}_\nu) \tag{1.3}$$

en fonction des matrices $\mathbf{\Gamma}_n$ de covariance.

Dans la suite nous désignerons par L_p, $0 < p \leq \infty$, la classe de toutes les fonctions $\mathbf{\Phi}$ (à valeurs) matricielles $q \times q$, dont les composantes sont fonctions, complexes, de classe L_p, sur le cercle $C = [\,|z| = 1]$ du plan complexe. Quand $p \geq 1$, $\mathbf{\Phi}$ possède une série de Fourier,

$$\mathbf{\Phi}(e^{i\theta}) \sim \sum_{k=-\infty}^{\infty} \mathbf{A}_k e^{ki\theta}, \qquad \mathbf{A}_k = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-ki\theta} \mathbf{\Phi}(e^{i\theta})\, d\theta.$$

L_2 est un espace de Hilbert avec le produit scalaire et la norme

$$((\mathbf{\Phi}, \mathbf{\Psi})) = \operatorname{trace} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathbf{\Phi}(e^{i\theta}) \mathbf{\Psi}^*(e^{i\theta})\, d\theta, \qquad \|\mathbf{\Phi}\| = \sqrt{((\mathbf{\Phi}, \mathbf{\Phi}))}, \tag{1.4}$$

(* matrice adjointe). Si $\mathbf{\Phi} \in L_2$, le théorème de Riesz-Fischer nous permet de définir les fonctions associées :

$$\mathbf{\Phi}_+ \sim \sum_{k=1}^{\infty} \mathbf{A}_k e^{ki\theta}, \qquad \mathbf{\Phi}_{0+} \sim \sum_{k=0}^{\infty} \mathbf{A}_k e^{ki\theta},$$

et pareillement $\mathbf{\Phi}_-$, $\mathbf{\Phi}_{0-}$. On désigne par L_2^-, L_2^{0+}, etc., les sous-espaces fermés de L_2, formés par les fonctions du type $\mathbf{\Phi}_+$, $\mathbf{\Phi}_{0-}$, etc.

2. Soit $\mathbf{F}$ la distribution spectrale d'un P. S. $(\mathbf{f}_n)_{-\infty}^{\infty}$, régulier de rang maximal [(4), § 7]. D'après (4), 6.13, 7.7, $\mathbf{F}$ est une fonction, matricielle $q \times q$, absolument continue. Donc $\mathbf{F}'$ est une densité spectrale :

$$(2.1) \qquad \mathbf{F}'(e^{i\theta}) \sim \sum_{k=-\infty}^{\infty} \mathbf{\Gamma}_k e^{ki\theta} \in L_1 \qquad [cf. (1.1)].$$

Soit $L_{2,F}$ l'espace de toutes les fonctions $\mathbf{\Phi}$, matricielles $q \times q$ sur C, telles que $\mathbf{\Phi}\mathbf{F}'\mathbf{\Phi}^* \in L_1$. Alors $L_{2,F}$ est un espace de Hilbert avec le produit scalaire et la norme

$$(2.2) \qquad ((\mathbf{\Phi}, \mathbf{\Psi}))_F = \text{trace}(\mathbf{\Phi}, \mathbf{\Psi})_F, \qquad \text{où} \quad (\mathbf{\Phi}, \mathbf{\Psi})_F = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} \mathbf{\Phi}\mathbf{F}'\mathbf{\Psi}^* d\theta,$$

$$(2.3) \qquad \|\mathbf{\Phi}\|_F = \sqrt{((\mathbf{\Phi}, \mathbf{\Phi}))_F}.$$

2.4. Théorème. — *Si* $\boldsymbol{\varphi} = \lim_{n \to \infty} \sum_{k=-n}^{n} \mathbf{A}_k^{(n)} \mathbf{f}_{-k} \in \mathfrak{M}_\infty$, *alors*

$$\mathbf{\Phi} = \lim_{n \to \infty} \sum_{k=-n}^{n} \mathbf{A}_k^{(n)} e^{ki\theta} \in L_{2,F},$$

où l'on prend la dernière limite avec la norme (2.3). *Cette correspondance entre* $\boldsymbol{\varphi}$ *et* $\mathbf{\Phi}$ *est une isomorphie de* $\mathfrak{M}_\infty$ *sur* $L_{2,F}$, *pour laquelle si* Ψ *correspond à* $\boldsymbol{\psi}$, *nous avons* $(\boldsymbol{\varphi}, \boldsymbol{\psi}) = (\mathbf{\Phi}, \mathbf{\Psi})_F$.

Pour démontrer ce théorème [donné par Kolmogorov (1) pour $q = 1$] soit

$$(2.5) \qquad \mathbf{g}_n = \mathbf{f}_n - (\mathbf{f}_n \mid \mathfrak{M}_{n-1}), \qquad \mathbf{h}_n = \frac{1}{|\mathbf{g}_n|}\mathbf{g}_n, \qquad \mathbf{G} = (\mathbf{g}_0, \mathbf{g}_0).$$

D'après (4), 6.11, 6.13 et 7.7 :

$$(2.6) \qquad \mathbf{f}_n = \sum_{k=0}^{n} \mathbf{C}_k \mathbf{h}_{n-k}, \qquad \mathbf{C}_0 = \sqrt{\mathbf{G}},$$

$$(2.7) \qquad \mathbf{F}'(e^{i\theta}) = \mathbf{\Phi}(e^{i\theta})\,\mathbf{\Phi}^*(e^{i\theta}) \text{ p. p.}; \qquad \mathbf{\Phi}(e^{i\theta}) \sim \sum_{k=0}^{\infty} \mathbf{C}_k e^{ki\theta} \in L_2^{0+}.$$

La fonction aléatoire $\mathbf{h}_n$, la matrice $\mathbf{G}$ et la fonction $\mathbf{\Phi}$ sont nommées l'*innovation normalisée* de $\mathbf{f}_n$, la *matrice d'erreur pour délai* 1 et la *fonction génératrice*, respectivement. Pour démontrer 2.4 nous emploierons le :

2.8. Lemme. — *La fonction* $e^{-ni\theta}\mathbf{\Phi}^{-1}$ *appartient à* $L_{2,F}$ *et correspond à l'innovation* $\mathbf{h}_n \in \mathfrak{M}_\infty$.

De 2.4 et 2.8 il s'ensuit qu'au préviseur linéaire $\hat{\mathbf{f}}_\nu \in \mathfrak{M}_\infty$, défini par (1.2), correspond la fonction

$$(2.9) \qquad \mathbf{Y}_\nu(e^{i\theta}) = [e^{-\nu i\theta}\mathbf{\Phi}(e^{i\theta})]_{0+}\mathbf{\Phi}^{-1}(e^{i\theta}) \in L_{2,F}.$$

3. Nous faisons maintenant l'hypothèse suivante :

3.1 Hypothèse. — *Toutes les valeurs caractéristiques des matrices* $\mathbf{F}'(e^{i\theta})$,

$0 \leqq \theta \leqq 2\pi$, *où* $\mathbf{F}'$ *est la densité spectrale, se trouvent entre deux nombres* λ, λ' *tels que* $0 < \lambda \leqq \lambda' < \infty$.

3.2. THÉORÈME. — *Sous l'hypothèse* 3.1 *on trouve que : a. la réciproque* Φ^{-1} *de la fonction génératrice appartient à* L_{∞}^{0+}; *b. le préviseur linéaire est donné par la série unique, convergeant en moyenne :*

$$\hat{\mathbf{f}}_{\nu} = \sum_{k=0}^{\infty} \mathbf{E}_{\nu k} \mathbf{f}_{-k}, \qquad \mathbf{E}_{\nu k} = \sum_{n=0}^{k} \mathbf{C}_{\nu+n} \mathbf{D}_{k-n},$$

où $\mathbf{C}_k$, $\mathbf{D}_k$ *sont les* $k^{\text{ièmes}}$ *coefficients de Fourier de* Φ, Φ^{-1}.

Démonstration. — Par 3.1 $L_{2,F}$ et L_2 deviennent des espaces topologiques identiques. En outre, la somme des sous-espaces (à une dimension) engendrés par chaque $\mathbf{f}_{-k}$, $k \geqq 0$, est fermée, et donc identique au sous-espace $\mathfrak{M}_0$ défini dans le paragraphe 1. Puisque d'après (2.5) $\mathbf{h}_0 \in \mathfrak{M}_0$, on obtient

$$\mathbf{h}_0 = \lim_{n \to \infty} \sum_{k=0}^{n} \mathbf{D}_k \mathbf{f}_{-k}.$$

Pour compléter la démonstration, nous employons les résultats 2.4 et 2.8 et le fait qu'au préviseur $\hat{\mathbf{f}}_{\nu}$ correspond la fonction $\mathbf{Y}_{\nu}$ définie par (2.9).

Il est clair que ce dernier théorème réduit le problème de prévision à la détermination de la fonction génératrice Φ.

(1) A. KOLMOGOROV, *Bull. Math. Univ. Moscou*, 2, n° 6, 1941, 40 pages.
(2) P. MASANI, *Proc. London Math. Soc.*, 1956, p. 59-69.
(3) N. WIENER, *Comment. Math. Helvet.*, 29, 1955, p. 97-111.
(4) N. WIENER et P. MASANI, *Acta Math.*, 98, 1957, p. 111-150.

AÉROTHERMODYNAMIQUE. — *Sur la mesure de transfert de chaleur et de la température athermane dans les souffleries supersoniques à rafales.* Note (*) de MM. **JACQUES VALENSI**, **P. MADIER** et **P. ISSARTIER**, présentée par M. Maurice Roy.

La présente Note décrit une méthode simple de mesure, utilisable dans les souffleries à rafales et qui peut être avantageusement substituée aux méthodes plus laborieuses utilisées dans les souffleries à fonctionnement continu. Cette méthode est basée sur l'emploi de modèles moulés, en matière plastique moussante de conductibilité et de diffusivité thermiques négligeables, et qui comportent, aux points où la mesure doit être effectuée, des pastilles métalliques de faible superficie et de très faible épaisseur, épousant la surface extérieure du modèle et porteuses d'un thermocouple soudé à leur revers. D'autres thermocouples peuvent être également noyés dans la masse de la maquette.

Le modèle ayant été porté à une température uniforme supérieure ou infé-

rieure à la température d'arrêt T_0, on déclenche une rafale et enregistre dès l'amorçage de la tuyère les variations dans le temps des températures des différents thermocouples.

On a très sensiblement, pour le transfert par convection q à l'une des pastilles, par unité de surface et par seconde : $q = \rho C e (dT_s/dt) + \varepsilon$, où ρ, C, e et T_s désignent respectivement la densité, la chaleur spécifique, l'épaisseur et la température (uniforme) de la pastille, et ε les pertes par conduction.

Celles-ci semblent d'ailleurs tout à fait négligeables à l'instant initial, où un champ de température uniforme règne dans toute la maquette, et pourvu que les fils du thermocouple soient suffisamment fins.

La pente de la tangente à l'origine de la courbe $T_s(t)$ est donc proportionnelle au transfert initial q_i correspondant à la valeur initiale T_{si} de T_s et à une valeur donnée de T_0.

On peut donc, si ρ, C et e sont connus par des mesures antérieures, déduire q_i ou plutôt q_i/T_0 correspondant à T_{si}/T_0, du tracé de la tangente à l'origine sur la courbe d'enregistrement de T_s, pourvu que T_0 demeure constant au cours de la rafale. La durée de la rafale peut être limitée dans ce cas à quelques secondes, sans que la précision du tracé ne s'en trouve diminuée. Une telle mesure est répétée en produisant de nouvelles rafales pour d'autres valeurs de T_{si} et de T_0. Représentant alors en coordonnées rectangulaires q_i/T_0 fonction de T_i/T_0 ([2]), on constate que les points expérimentaux s'alignent sur une droite, au moins tant que $|T_s - T_a|$ demeure inférieur à 50° C. La pente de cette droite mesure le coefficient de transfert $h = q/(T_s - T_a)$ et son abscisse à l'origine la température T_a de la pastille correspondant à un transfert nul (T_a répond à la définition de la température athermane, lorsque le transfert est nul en même temps en tous points de la surface de la maquette).

Des mesures effectuées sur une maquette conique (angle au sommet 20°), à l'incidence zéro, dans la buse $M = 1,96$ d'une soufflerie à rafales par détente dans le vide de l'air sec d'un ballon, ont donné pour T_a/T_0, à quelque distance du sommet dans une région où la couche limite est laminaire, la valeur 0,95 correspondant à un facteur de récupération égal à 0,87, tandis que la théorie indique 0,86. Le coefficient de transfert réduit, rapporté à l'état de l'air à la paroi, $Nu/\sqrt{Re}$ ressort égal à 0,56 tandis que la théorie indique 0,51.

Sans en exagérer la valeur d'espèce, le remarquable accord de ces résultats avec ceux provenant de mesures antérieures ([3]), effectuées en régime stationnaire sur des maquettes géométriquement semblables, semble bien établir la validité de la présente méthode.

L'expérience montre que les courbes $T_s(t)$ ne sont aisément exploitables que lorsque l'amorçage de la tuyère est commandé par l'ouverture rapide d'une vanne à l'amont de la tuyère, celle-ci ayant été au préalable mise sous vide. Un tel mode opératoire permet en effet d'éviter tout phénomène de convection

parasite, capable de modifier les conditions de l'expérience avant l'établissement de la rafale.

Des essais analogues ont été effectués avec la même maquette conique, porteuse cette fois d'un anneau torique en fil de 0,8 mm de diamètre placé en amont de la pastille utilisée précédemment et provoquant une légère séparation de la couche limite ainsi que la transition, après recollement, du régime laminaire au régime turbulent. On trouve alors $T_a/T_0 = 0,94$ et $Nu/\sqrt{Re} = 0,84$. Ainsi une séparation de la couche limite, toutes choses égales d'ailleurs, diminue légèrement la température correspondant au transfert nul, et augmente sensiblement le taux de transfert.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) *Voir* par exemple : D. H. Crawford et W. D. Mc Cauley, *Investigation of the laminar aerodynamic heat transfer characteristics of a hemisphere-cylinder in the Langley II-inch hypersonic tunnel at Mach numbers of* 6, 8, *N. A. C. A. T. N.*, 3706, 1956 et *Heat transfer caracteristics of a hemisphère-cylinder at hypersonic Mach numbers*, Navord Rep. 4259.

(2) Une telle méthode de dépouillement a déjà été utilisée par J. Korobkin et K. H. Gruenewald pour des essais en régime transitoire sur modèles à parois conductrices : *Investigation of local laminar heat transfer on a hemisphere for supersonic Mach numbers at low rates heat flux* (*J. Aer. Sc.*, 24, n° 3, 1957, p. 188-194).

(3) G. R. Eber, *J. Aer. Sc.*, 19, n° 1, 1952, p. 1-6.

RELATIVITÉ. — *Comparaison entre la méthode du tenseur d'impulsion-énergie et la méthode des singularités.* Note de M. **Pham Tan Hoang**, présentée par M. Louis de Broglie.

Équivalence entre les deux méthodes d'obtention des équations du mouvement en relativité générale.

1. L'espace-temps V_4 muni de la métrique d'univers $ds^2 = g_{\alpha\beta}(x^\lambda)\, dx^\alpha dx^\beta$ étant rapporté à un système de coordonnées physiquement admissibles ($g_{00} > 0$ et $g^{00} > 0$), adoptons sur les sections d'espace W_3 la métrique $ds^{*2} = [g_{ij} - (g_{0i}\, g_{0j}/g_{00})]\, dx^i dx^j$ intrinsèquement définie (1). Considérons un *modèle d'univers* (2) à N tubes massiques représentés dans chaque W_3 par N domaines à trois dimensions $\overset{k}{B}{}^3 (k = 1, \ldots, N)$ connexes et bornés, sans point commun, qui correspondent à des corps.

La métrique est supposée quasi euclidienne et à comportement asymptotique euclidien; les potentiels admettent des développements limités en fonction de $1/c^2$, c, vitesse de la lumière dans le vide. Supposons aussi que les corps se meuvent lentement par rapport à la lumière; la dérivée partielle ∂_0 est alors d'ordre $1/c$.

2. La déduction des équations du mouvement est basée sur l'approximation des équations du champ. Ayant calculé une solution d'ordre p de celles-ci, on définit les équations du mouvement comme des conditions que cette solution approchée doit satisfaire en raison même des équations du champ.

1° Les équations du *cas intérieur* : $S_{\alpha\beta} = \chi T_{\alpha\beta}$ et le caractère conservatif de $S_{\alpha\beta}$ entraînent pour le tenseur d'énergie $T_{\alpha\beta}$ les conditions de conservation : $\nabla_\alpha T^\alpha{}_\beta = 0$. Ces conditions fournissent une « équation de continuité généralisée » et un système différentiel auquel doivent satisfaire les lignes de courant, trajectoires du champ de vecteurs unitaires $u^\alpha = dx^\alpha/ds$. On est alors conduit à définir les équations du mouvement d'un corps B^3 par ([3])

$$(2.1) \qquad \int_{B^3} \varpi\, \nabla_\alpha T_i^\alpha\, dV = 0, \qquad \text{où} \quad \varpi = \sqrt{\frac{g}{g^*}}, \qquad dV = \sqrt{-g^*}\, dx^1 \wedge dx^2 \wedge dx^3.$$

2° Si l'on part des équations du *cas extérieur* : $S_{\alpha\beta} = 0$, on est amené à considérer le flux du vecteur $\vec{\mathfrak{S}}_{(i)} = \varpi \vec{S}_{(i)}$ de composantes $\varpi S^k_{(i)}$ (i, indice fixé) défini sur une section d'espace. Soit C^3 un champ d'intégration à trois dimensions contenant le corps B^3 et soit ∂C^3 sa frontière. D'après $\nabla_\alpha S^\alpha_\beta \equiv 0$, le flux $\hat{\sigma}_i$ du vecteur $\vec{\mathfrak{S}}_{(i)}$ à travers ∂C^3 ne dépend pas du choix de C^3, donc il ne dépend que de la frontière ∂B^3 du corps considéré et l'on définit les équations du mouvement comme les conditions exprimant que ce flux est nul en vertu des équations du champ ([4])

$$(2.2) \qquad \hat{\sigma}_i \equiv \int_{\partial C^3} \varpi S_i^k \nu_k\, dS = \int_{\partial B^3} \varpi S_i^k \nu_k\, dS = 0.$$

3. La méthode utilisant le flux peut être généralisée au cas des équations du champ intérieur. Cette généralisation permettra de faire la comparaison entre les deux points de vue du champ intérieur et du champ extérieur.

Écrivons à cet effet les équations du cas intérieur sous la forme :

$$(3.1) \qquad s_{\alpha\beta} \equiv S_{\alpha\beta} - \chi T_{\alpha\beta} = 0$$

et introduisons le vecteur d'espace $\vec{\mathfrak{s}}_{(i)}$ qui admet les composantes contravariantes $\varpi s^k_{(i)}$. Considérons les équations suivantes :

$$(3.2) \qquad \hat{s}_i \equiv \int_{\partial B^3} \varpi s_i^k \nu_k\, dS = 0$$

qui expriment que le flux du vecteur $\vec{\mathfrak{s}}_{(i)}$ à travers la frontière ∂B^3 du corps B^3 est nul pour toute solution de (3.1). ([5])

1° Comme la métrique satisfaisant aux équations (3.1) est régulière dans B^3 on peut transformer l'intégrale de surface (3.2) en une intégrale de volume étendue au domaine B^3 (théorème de Stokes)

$$\hat{s}_i = \int_{B^3} \frac{1}{\sqrt{-g^*}}\, \partial_k\left(\varpi s_i^k \sqrt{-g^*}\right) dV.$$

Le tenseur $s_{\alpha\beta}$ étant symétrique, on a la formule

$$w \nabla_\alpha s^\alpha_\beta = \frac{1}{\sqrt{-g^*}} \partial_\alpha (s^\alpha_\beta \sqrt{-g}) - \frac{1}{2} w s^{\rho\sigma} \partial_\beta g_{\rho\sigma}$$

qu'on peut écrire encore

$$\frac{1}{\sqrt{-g^*}} \partial_k (w s^k_\beta \sqrt{-g^*}) = w \nabla_\alpha s^\alpha_\beta - \frac{1}{\sqrt{-g^*}} \left[\partial_0 (s^0_\beta \sqrt{-g}) - \frac{1}{2} \sqrt{-g}\, s^{\rho\sigma} \partial_\beta g_{\rho\sigma} \right].$$

Il vient donc

$$\hat{s}_i = \int_{B^3} w \nabla_\alpha s^\alpha_i \, dV - \int_{B^3} \frac{1}{\sqrt{-g^*}} \left[\partial_0 (s^0_i \sqrt{-g}) - \frac{1}{2} \sqrt{-g}\, s^{\rho\sigma} \partial_i g_{\rho\sigma} \right] dV. \tag{3.3}$$

Examinons l'expression $\hat{s}_i$ d'ordre l. La deuxième intégrale de (3.3) qui ne fait intervenir que les $s_{\alpha\beta}$ d'ordre $(l - 1)$, est nulle parce que les équations du champ d'ordre $(l - 1)$ sont vérifiées. Il en résulte que $\hat{s}_i$ se réduit à la première intégrale de (3.3) qui est égale à

$$\hat{s}_i \overset{l}{=} \int_{B^3} w \nabla_\alpha (S^\alpha_i - \chi T^\alpha_i) dV = -\chi \int_{B^3} w \nabla_\alpha T^\alpha_i \, dV,$$

puisque le tenseur d'Einstein est conservatif ($\overset{l}{=}$ signifie : égalité à chaque ordre l en vertu des approximations antérieures).

Ainsi, on voit que les équations du mouvement (2.1) peuvent être remplacées par les équations (3.2) qui en constituent une autre formulation.

2° Affectons du signe + (resp. —) l'expression de $S_{\alpha\beta}$ à l'intérieur (resp. à l'extérieur) de B^3 et désignons par $[S_{\alpha\beta}] = S^+_{\alpha\beta} - S^-_{\alpha\beta}$ la discontinuité subie par le tenseur d'Einstein à la traversée de ∂B^3. Les équations (3.2) se mettent sous la forme

$$\hat{s}_i = \int_{\partial B^3} w S^{-k}_i \nu_k \, dS + \int_{\partial B^3} w ([S^k_i] - \chi T^k_i) \nu_k \, dS = 0. \tag{3.4}$$

Mais *la discontinuité* $[S_{\alpha\beta}]$ *est précisément représentée par* $\chi T_{\alpha\beta}$ et la deuxième intégrale de (3.4) est nulle, ce qui montre que les équations (3.2) sont équivalentes aux équations du mouvement (2.2).

On peut énoncer ([6]) :

Théorème. — *Dans la théorie de la relativité générale, les équations du mouvement peuvent être définies par les conditions* (3.2)

$$\int_{\partial B^3} w s^k_i \nu_k \, dS = 0,$$

où $s_{\alpha\beta}$ *désigne indifféremment l'une ou l'autre des expressions*

$$s_{\alpha\beta} = S^+_{\alpha\beta} - \chi T_{\alpha\beta} \qquad \text{et} \qquad s_{\alpha\beta} = S^-_{\alpha\beta}$$

suivant que l'on considère le champ intérieur ou le champ extérieur.

En d'autres termes, il y a équivalence entre la méthode du tenseur d'impulsion-énergie et la méthode des singularités.

(1) α, β et tout indice grec $= 0, 1, 2, 3$; i, j et tout indice latin $= 1, 2, 3$.

(2) *Cf.* A. Lichnerowicz, *Les théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Masson, Paris, 1955, p. 65-67.

(3) *Cf.* Mme F. Hennequin, *Thèse* (multigraphiée), Paris, 1936, p. 27-30.

(4) *Cf. Comptes rendus*, 246, 1958, p. 61.

(5) Le calcul qui va suivre s'applique aussi à l'équation $\hat{s}_0 = 0$.

(6) Ce résultat est encore valable dans le cas d'une variété à n dimensions dont le tenseur métrique satisfait aux équations généralisées d'Einstein.

RELATIVITÉ. — *Sur la propagation des discontinuités du tenseur de Riemann.* Note (*) de M. **André Trautman**, présentée par M. Georges Darmois.

Un système d'équations différentielles ordinaires permet de trouver les changements des discontinuités du tenseur de courbure le long des rayons gravitationnels. Ce système est résolu dans le cas d'un champ de Schwarzschild.

Il est bien connu (1) que l'étude des discontinuités du tenseur de courbure des espaces-temps de la Relativité se rattache étroitement à celle du rayonnement gravitationnel. La structure algébrique de ces discontinuités a été l'objet de plusieurs travaux (2); nous nous proposons ici de dériver une équation différentielle qui régit le changement des discontinuités le long des rayons gravitationnels.

Nous nous restreignons aux espace-temps V_4 et aux systèmes des coordonnées tels que le tenseur fondamental $g_{\mu\nu}$ ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$) soit de classe (C^1, C^2 par morceaux). Nous supposons que les changements de coordonnées sont de classe (C^2, C^3 par morceaux) (3). Si $\varphi(x^\nu) = 0$ est l'équation d'une hypersurface sur laquelle apparaissent les discontinuités $[\partial_{\rho\sigma} g_{\mu\nu}]$ des dérivées secondes de $g_{\mu\nu}$, nous pouvons écrire (2)

$$[\partial_{\rho\sigma} g_{\mu\nu}] = h_{\mu\nu}\, \partial_\rho \varphi\, \partial_\sigma \varphi. \tag{1}$$

Des équations du champ $R_{\mu\nu} = 0$ on déduit les conditions algébriques sur $h_{\rho\sigma}$:

$$g^{\rho\sigma}[R_{\mu\rho\sigma\nu}] = 0, \tag{2}$$

où $R_{\mu\rho\sigma\nu}$ est le tenseur de Riemann, donc

$$2[R_{\mu\nu\rho\sigma}] = h_{\nu\rho}\, \partial_\mu \varphi\, \partial_\sigma \varphi + h_{\mu\sigma}\, \partial_\nu \varphi\, \partial_\rho \varphi - h_{\mu\rho}\, \partial_\nu \varphi\, \partial_\sigma \varphi - h_{\nu\sigma}\, \partial_\mu \varphi\, \partial_\rho \varphi.$$

Pour S telle que $g^{\rho\sigma}\partial_\rho \varphi\, \partial_\sigma \varphi \neq 0$ nous pouvons facilement résoudre les équations (2) : $h_{\mu\nu} = h_\mu \partial_\nu \varphi + h_\nu \partial_\mu \varphi$; les h_ν sont ici des fonctions arbitraires définies sur S. Les discontinuités correspondantes du tenseur de courbure sont nulles et les fonctions peuvent être annulées par un changement de coordonnées

approprié. Nous concluons que les discontinuités physiques du champ gravitationnel peuvent apparaître seulement sur des hypersurfaces nulles (caractéristiques), satisfaisant à

$$g^{\rho\sigma}\partial_\rho\varphi\,\partial_\sigma\varphi = 0. \tag{3}$$

Pour S nulle, nous tirons de (2) un système de quatre équations :

$$h^\nu_\mu\,\partial_\nu\varphi - \frac{1}{2}h^\nu_\nu\,\partial_\mu\varphi = 0. \tag{4}$$

Soit Σ une surface à deux dimensions comprise dans une hypersurface orientée dans l'espace; nous pouvons (en général) trouver une hypersurface nulle S passant par Σ. Donnons sur Σ les valeurs de $h_{\mu\nu}$ compatibles avec (4), que peut-on dire de $h_{\mu\nu}$ sur S? Nous allons formuler une équation permettant de résoudre ce problème des valeurs initiales. Il est important de noter qu'il n'est pas vrai que toute solution de (4) sur S représente un champ de discontinuités admissibles.

Supposons que l'équation (3) soit satisfaite par φ identiquement; nous pouvons définir les bicaractéristiques (rayons gravitationnels) comme étant les solutions des équations

$$\frac{dx^\rho}{du} = g^{\rho\sigma}\,\partial_\sigma\varphi. \tag{5}$$

En vertu de (3) les lignes $x^\nu = x^\nu(u)$ sont des géodésiques nulles. Choisissons un système de coordonnées spécial, tel que $\varphi \equiv x^0$. Les relations

$$[\partial_0 R_{ik}] = 0 \qquad (i, k = 1, 2, 3)$$

sont une conséquence des équations d'Einstein; elles peuvent être mises en forme covariante, valable dans un système de coordonnées arbitraire

$$2\frac{D}{du}[R_{\mu\nu\rho\sigma}] + \Box\varphi[R_{\mu\nu\rho\sigma}] = 0, \tag{6}$$

où $\Box\varphi \equiv g^{\mu\nu}\nabla_\mu\nabla_\nu\varphi$, ∇_μ dénote la dérivée covariante et D est le symbole de la différentielle absolue : $DA = \nabla_\nu A\,dx^\nu$.

Les équations (6) constituent le système cherché; notons quelques-unes de ses propriétés. Parmi les équations (6) il n'y en a que six qui soient indépendantes; si $h_{\mu\nu}$ est une solution de (6), $h'_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} + h_\mu\,\partial_\mu\varphi + h_\nu\,\partial_\mu\varphi$ en est une aussi; si la discontinuité $[R_{\mu\nu\rho\sigma}]$ s'annule en un point du rayon $x^\nu = x^\nu(u)$, elle est égale à zéro en chaque point de ce rayon. Si les conditions (4) sont remplies sur Σ, il en est de même, en vertu de (6), sur toute l'hypersurface S.

Comme un exemple nous pouvons calculer la propagation des discontinuités dans un champ de Schwarzschild :

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2m}{r}\right)dt^2 - \left(1 - \frac{2m}{r}\right)^{-1}dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta\,d\psi^2).$$

Prenons comme Σ la surface de la sphère $r = r_0 > 2m$, $t = 0$. L'équation (3) peut être résolue facilement, à savoir $\varphi = t - r + r_0 - 2m \log\{(r-2m)/(r_0-2m)\}$. Étant données les valeurs de $[R_{\mu\nu\rho\sigma}]$ sur Σ on résout sans peine les équations (5) et (6). Le paramètre u peut être identifié avec r. Il est convenable d'exprimer le résultat en repères orthonormés. Désignons par $e^{\mu}_{\alpha}(\alpha, \ldots, \delta = 0, \ldots, 3$ ne sont pas des indices tensoriels) le champ de quatre vecteurs orthonormés : $e^{\mu}_{0} = (1/\sqrt{1-2m/r},\ 0,\ 0,\ 0)$, $e^{\mu}_{1} = (0,\ \sqrt{1-2m/r},\ 0\ 0)$, $e^{\mu}_{2} = (0, 0, 1/r, 0)$, $e^{\mu}_{3} = (0, 0, 0, 1/r \sin\theta)$ et posons $R_{\alpha\beta\gamma\delta} = R_{\mu\nu\sigma\rho} e^{\mu}_{\alpha} e^{\nu}_{\beta} e^{\rho}_{\gamma} e^{\sigma}_{\delta}$. Nous avons alors

$$[R_{\alpha\beta\gamma\delta}(r)] = [R_{\alpha\beta\gamma\delta}(r_0)] \frac{r_0 - 2m}{r - 2m}.$$

Il est intéressant de noter que les discontinuités du tenseur de Riemann tendent vers zéro pour $r \to \infty$ comme $1/r$. Ce comportement asymptotique est caractéristique pour les phénomènes de rayonnement.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) F. Pirani, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1089; A. Trautman, *Bull. Acad. Polon. Sc.*, Cl. III, 5, 1957, p. 273.

(2) G. Darmois, *Équations de la gravitation einsteinienne* (*Mém. Sc. Math.*, 1927); B. Finzi, *Atti Accad. Lincei*, 6, 1949, p. 18; S. O'Brien et J. L. Synge, *Comm. Dublin Inst.*, A 9, 1952.

(3) A. Lichnerowicz, *Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Masson, Paris, 1955.

(*Institut de Physique de l'Académie Polonaise des Sciences, Varsovie.*)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur l'interprétation de la Mécanique quantique.* Note (*) de M. **Assène Datzeff**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans ce travail nous nous efforcerons de trouver une nouvelle base physique et une interprétation causale des résultats de la Mécanique quantique en utilisant l'hypothèse d'un support matériel du champ que nous appellerons éther et que nous avons introduit en (1), (2). Aussi nous contenterons-nous ici d'une image qualitative de ces idées, en laissant pour un travail suivant l'exposé du côté mathématique.

Nous admettrons que l'éther possède une structure discontinue et nous appellerons ces éléments des particules AE (atomes d'éther). Elles sont elles-même des édifices composés. Quand elles sont en état d'excitation et organisées d'une certaine manière, elles déterminent un champ ordinaire U macroscopique, électromagnétique ou autre. Les particules microscopiques « élémentaires » (électrons, etc.) que nous appellerons des corpuscules μ, sont constituées par des particules AE. Dans certaines conditions du mouve-

ment d'un corpuscule μ (par exemple électron dans un atome) le champ U se décompose en groupements ou formations de corpuscules AE, que nous appellerons des formations $\Phi_k (k = 1, 2, \ldots)$ d'énergie maximum E_k (μ et Φ_k pouvant échanger leur énergie).

Chaque Φ_k possède une dynamique interne comportant un phénomène périodique de fréquence ν_k, E_k et ν_k étant liées par la formule de Planck $E_k = h\nu_k$. Si une formation Φ_k se décompose en formation Φ_l d'ordre inférieur ($l < k$), la différence entre leurs énergies est rayonnée sous forme de corpuscule-photon Φ_{kl} d'énergie $E_{kl} = E_k - E_l = h\nu_{kl}$. Une particule μ possède aussi sa dynamique interne comportant un phénomène périodique. Ce dernier induit un phénomène périodique dans un domaine σ de l'éther englobant μ. Nous représenterons ce phénomène en première approximation par une onde stationnaire $\varphi(\varphi_+, \varphi_-)$ s'évanouissant à de grandes distances de μ, φ_+ venant de μ, φ_- allant vers μ). Il existe entre les deux phénomènes périodiques un équilibre dynamique sans rayonnement (l'électrodynamique de Maxwell n'est pas valable ici). S'il se produit une irrégularité dans la structure de l'onde φ (par exemple due à un obstacle), il en résulte une force mécanique déterminée agissant sur μ, et qui influence son mouvement. Les particules AE (les Φ_k aussi) sont soumises à des fluctuations, d'où il résulte que toutes les grandeurs du champ subissent des fluctuations. Quand on peut négliger la structure discontinue du champ on retombe dans le domaine de la validité de la mécanique classique.

Voyons maintenant les conséquences que les hypothèses ci-dessus auront sur le mouvement d'une particule μ se mouvant par exemple suivant OX quand le potentiel $U(x)$ détermine une force attractive dirigée vers l'origine O. Admettons qu'il n'existe que la première formation Φ_1. Sous l'influence de Φ_1 et des fluctuations la particule μ sera soumise à un mouvement compliqué qu'on ne peut pas décrire par l'équation de mouvement de la mécanique classique, quoique μ possède toujours une position x et une vitesse v bien déterminées. On peut naturellement se poser la question de savoir quelle est la distribution statistique des positions de μ, en admettant qu'il en existe une. On dira alors que μ se trouve dans un état stationnaire A_1. Supposons que durant un temps T le corpuscule μ se trouve dans l'intervalle $(x, x + \Delta x)$ pendant les intervalles de temps $\Delta t_1, \Delta t_2, \ldots, \Delta t = \sum_i \Delta t_i \leqslant T$. Alors on va définir la densité de la probabilité de présence w_1 de μ d'après la formule de la mécanique statistique classique

$$w_1(x)\,\Delta x = \Delta x \lim_{T \to \infty} \frac{\Delta t}{T}. \tag{1}$$

Les fluctuations plus importantes étant plus rares, les valeurs de $w_1(x)$ doivent être petites pour de grandes valeurs de $|x|$. On peut donc admettre les conditions aux limites suivantes $w_1(\pm\infty) = 0$, ainsi que la condition de

normalisation

$$(2) \qquad \int_{-\infty}^{+\infty} w_1(x)\,dx = 1.$$

Si l'une quelconque des formations $\Phi_k(k=1, 2, \ldots)$ existait isolément on aurait un état stationnaire A_k d'énergie E_k et de probabilité de présence $w_k(x)$ définie plus haut. S'il existait un échange de photons avec le milieu extérieur, donc des créations ou des disparitions successives d'états stationnaires, le corpuscule passerait par ces états d'équilibre A_k en restant un certain temps dans chacun d'eux. Alors la densité de probabilité de présence deviendrait une fonction $w(x, t)$ de x et de t avec la condition de normalisation (2) toujours satisfaite. On peut étendre ces considérations au cas de deux ou trois dimensions. Le tableau qui vient d'être esquissé correspond également aux états stationnaires d'un atome.

Si $U = \text{Cte}$ (mouvement uniforme classique de vitesse v) on aura dans notre cas une vitesse variable à cause des fluctuations des corpuscules AE, mais pour $-\infty \leqq x \leqq \infty$ leur effet moyen sera nul, la vitesse moyenne de μ sera constante, ainsi que la probabilité $w(x) = \text{Cte}$.

Considérons un mur de potentiel ($U = 0$ pour $x < 0$, $U = U^0 = \text{Cte}$ pour $x \geqq 0$) et un corpuscule en mouvement uniforme venant de $x = -\infty$. Puisque la hauteur U^0 du mur subit des fluctuations en différents points, μ a une certaine probabilité d'être réfléchi par le mur ou d'y pénétrer à une profondeur arbitraire. Puisque les ondes (φ_+, φ_-) du domaine σ se déforment en entrant ou en sortant du mur, une force mécanique variable agira sur μ. Elle déterminera une vitesse variable $v(x)$ de μ, ainsi qu'une probabilité variable $w(x)$. On pourra faire des considérations semblables dans le cas d'une barrière de potentiel que le corpuscule μ aura toujours une chance de traverser ou de s'y réfléchir.

Considérons aussi l'expérience de Young. Soit un corpuscule animé d'un mouvement uniforme perpendiculairement à un écran B, muni de deux orifices O_1, O_2, derrière lequel se trouve un autre écran C parallèle à B. Les ondes (φ_+, φ_-) accompagnant le corpuscule μ seront partiellement réfléchies par B et passeront en partie par O_1, O_2, en créant dans l'éther des mouvements ayant la nature d'interférences (les fluctuations y existant toujours) Il s'ensuivra l'action d'une force variable sur le corpuscule μ, qui passera par exemple par l'orifice O_1 et tombera quelque part sur l'écran C. Le phénomène décrit ci-dessus aura un caractère probabiliste stationnaire et possédera une certaine stabilité pendant le temps où μ se trouve aux environs de O_1, O_2, à cause des dimensions finies du domaine σ. Évidemment ce phénomène sera différent suivant qu'il existe un ou plusieurs orifices O_i. Ainsi le corpuscule μ, passant par un orifice « saura-t-il » l'existence des autres, et la distribution de la probabilité aux environs des orifices dépendra-t-elle de tout le dispositif expérimental.

L'expérience effectuée à l'aide de plusieurs corpuscules identiques tels que μ conduira à une distribution de leur densité moyenne décrite par la probabilité $w(x, y, z)$ liée au corpuscule unique μ. On peut qualitativement traiter d'une façon analogue toutes les expériences effectuées sur des corpuscules élémentaires exprimées par une terminologie ondulatoire. Cependant pour avoir une description quantitative de ces phénomènes il est nécessaire de trouver dans tous ces cas la fonction de distribution $w(x, y, z)$: c'est ce que nous ferons dans un prochain travail.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 827.

(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 891.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Remarques sur certaines propriétés des interactions faibles*. Note (*) de MM. **Bernard d'Espagnat** et **Jacques Prentki**, présentée par M. Louis de Broglie.

Récemment, les auteurs de la présente Note ont développé en collaboration avec A. Salam une théorie générale (1) des interactions faibles par l'introduction d'un nouvel espace isotopique, dit espace M, obtenu à partir de l'espace du spin isotopique [4] dimensionnel de Salam et Polkinghorne (2). Ce schéma permet de discuter simultanément aussi bien les interactions faibles des particules dites lourdes (baryons, mésons π et K) que celles des leptons. Ces dernières s'introduisent très naturellement dans la théorie, ce qui constitue un avantage certain par rapport aux essais antérieurs.

Le cadre général offert par l'espace M peut être utilisé afin d'élaborer une théorie plus précise, basée sur un lagrangien bien défini. Dans un récent travail (3) un tel lagrangien a été construit et il a été montré qu'il fournit un ensemble de résultats nulle part (4) en contradiction avec les données expérimentales disponibles à l'heure actuelle. Ceci a été effectué en introduisant dans la théorie de l'espace M le formalisme de Feynman (5), (6). Le lagrangien alors obtenu donne un ensemble de règles de sélection suffisamment puissant pour exclure les phénomènes non observés jusqu'à présent, fournit une contribution $|\Delta\vec{I}| = 3/2$ nécessaire pour l'explication des rapports de désintégrations, donne tous les résultats d'une théorie universelle de Fermi en V-A et enfin permet d'obtenir un rapport $(\pi \to e + \nu)/(\pi \to \mu + \nu) \leqslant 10^{-4}$.

La présente Note a pour but de montrer qu'il est possible d'ajouter certains termes au lagrangien en question. Ces termes ne modifient pas essentiellement les résultats mais toutefois introduisent des désintégrations de types nouveaux qui, vu leur rareté et leur difficulté

d'observation, auraient pu échapper jusqu'à présent à la détection mais dont la recherche expérimentale peut être d'un certain intérêt.

1. Les notations sont celles de la référence [1] avec les modifications suivantes [3] :

$$\vec{B},\ B_s\ \vec{\Sigma},\ \Lambda \rightarrow a\vec{B},\ aB_s,\ a\vec{\Sigma},\ a\Lambda;$$

$$\vec{L}=(\mu^+,\ e^-,\ \nu) \rightarrow \vec{L}=\left(a\mu^+,\ \bar{a}e^-,\ 2^{-\frac{1}{2}}(\bar{a}\nu^c-a\nu)\right);$$

$$L_s=2^{\frac{1}{2}}\ (\bar{a}\nu^c+a\nu);$$

$$a=\frac{1}{2}(1+\gamma_5),\qquad \bar{a}=\frac{1}{2}(1-\gamma_5).$$

Nous poserons [3]

$$V(\overline{X},\ Y)=\overline{X}_s\gamma_\mu\vec{Y}-\vec{\overline{X}}\gamma_\mu Y_s. \tag{1}$$

Prenons pour lagrangien :

$$\begin{aligned} &V(\overline{B},\ B).V(\overline{L},\ L)+V(\overline{B},\ L).V(\overline{L},\ B)\\ &+V(\overline{B},\ \Sigma).V(\overline{B},\ B)+V(\overline{B},\ B).V(\overline{B},\ \Sigma)\\ &+V(\overline{L},\ L).V(\overline{L},\ L)+V(\overline{L},\ L).V(\overline{L},\ L)\\ &+V(\overline{B},\ \Sigma).V(\overline{L},\ L)+V(\overline{B},\ L).V(\overline{L},\ \Sigma)+\text{h.c.} \end{aligned} \tag{2}$$

Dans (2) la deuxième colonne a été déduite de la première par une substitution évidente qui rappelle formellement la transformation de Fierz mais qui en fait n'a rien de commun avec elle (nature vectorielle des $\vec{B}$, $\vec{\Sigma}$, $\vec{L}$ et présence des projecteurs a, $\bar{a}$).

Seul le dernier terme de (2) ne figure pas dans le lagrangien précédemment étudié [3]. Une étude quelque peu détaillée de ce terme montre qu'il conduit aux effets suivants :

a. $K_1^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$; le rapport de branchement entre cette désintégration et le mode θ^0 est beaucoup plus petit que 10^{-2}. En effet la vie moyenne partielle relative à ce nouveau mode est de l'ordre de $(G/\varepsilon)^2$ fois celle du K_{μ_2} ceci étant dû à une compensation entre les éléments de matrice provenant des interactions N et Ξ respectivement. [G et ε sont les constantes de couplage des interactions très fortes et modérément fortes [1], [3].]

b. $K^\pm$; $K_1^0 \rightarrow \pi + \mu^+ + \mu^-$. La vie moyenne partielle de ces réactions est en principe comparable à celle des modes K_{μ_3}. Néanmoins en ce qui concerne les K chargés, elle est allongée par un facteur $(G/\varepsilon)^2$, donc longue par rapport à celle des modes K_{μ_3} et τ.

c. Le K_2^0 n'est pas sujet aux désintégrations *a* et *b*.

d. Certaines réactions produisant deux neutrinos : exemple : $\Sigma^+ \rightarrow p + \nu + \bar{\nu}$, $K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \nu + \bar{\nu}$. La seconde réaction offre en principe des possibilités d'observations bien que dans la majorité des cas une confusion avec les modes θ et τ' soit possible. La première n'est pas plus fréquente qu'une radioactivité β du Σ.

2. Prenons pour lagrangien :

$$(3)\quad \left\{\begin{array}{ll} V(\bar{L}, L).V(\bar{L}, L) & +V(\bar{L}, L).V(\bar{L}, L), + \\ V(\bar{L}, L).V(\bar{B}+\bar{\Sigma}, B+\Sigma) & +V(\bar{L}, B+\Sigma).V(\bar{B}+\bar{\Sigma}, L), + \\ V(\bar{B}+\bar{\Sigma}, B+\Sigma).V(\bar{B}+\bar{\Sigma}, B+\Sigma) & +V(\bar{B}+\bar{\Sigma}, B+\Sigma).V(\bar{B}+\bar{\Sigma}, B+\Sigma)+\text{h.c.} \end{array}\right.$$

A part le fait que les constantes de couplage ont été posées égales (hypothèse d'interaction universelle du type de Fermi), ([3]) est l'expression la plus générale construite à partir des V définis à l'aide de (1). La symétrie de (3) est toute semblable à celle de (2). Les nouveaux termes introduits n'apportent pas de modifications appréciables à l'analyse précédente, sauf en ce qui concerne la désintégration des Ξ. A côté de leur mode de désintégration normal apparaît $\Xi^- \to n+\pi^-$, $\Xi^0 \to n+\pi^0$ ou $p+\pi^-$. Ce dernier mode, s'il existe, fournirait une bonne possibilité de mettre le Ξ^0 en évidence. Il faut toutefois remarquer que le rayonnement cosmique étant actuellement la seule source des Ξ observés :

(i) $\Xi^0 \to p+\pi^-$ peut être dans certains cas confondus avec des K^0 anormaux;

(ii) le $\Xi^- \to n+\pi^-$ est facilement confondu avec $\Sigma^- \to n+\pi^-$.

3. Le formalisme de la référence ([3]) et ses généralisations données ci-dessus sont loin d'épuiser toutes les possibilités. Mentionnons à titre d'exemple la modification suivante :

Soient ici

$$\vec{B}' = \left(ap,\ 2^{-\frac{1}{2}}(\bar{a}\Xi^0 - an),\ \bar{a}\Xi^-\right),$$
$$B'_s = 2^{-\frac{1}{2}}(\bar{a}\Xi^0 + an);$$

$\vec{L}$ et L_s étant ceux définis dans 1, Σ et Λ n'étant affectés d'aucun opérateur de projection.

Définissons les « courants » des types

$$\begin{array}{lll} \vec{P} = \vec{\bar{B}}' \times \vec{B}', & \bar{B}'_s \vec{B}' + \vec{\bar{B}}' B'_s, & \dots, \\ \vec{R} = \vec{\bar{L}} \times \vec{L}, & \bar{L}_s \vec{L} + \vec{\bar{L}} L_s, & \dots, \\ \vec{T} = \vec{\bar{B}}' \times \vec{\Sigma}, & \bar{B}'_s \vec{\Sigma} + \vec{\bar{B}}' \Lambda, & \dots; \end{array}$$

ainsi que des « courants »

$$\vec{P}_a = \vec{\bar{B}}' \times a\vec{B}' \dots \qquad \text{et de même} \quad \vec{R}_a \text{ et } \vec{T}_a,$$

obtenus des précédents d'une manière évidente. Le lagrangien est alors

$$(4)\qquad (\vec{P}+\vec{R})(\vec{T}+\vec{R}) \pm (\vec{P}_a+\vec{R}_a)(\vec{T}_a+\vec{R}_a).$$

Ce lagrangien conduit à des propriétés de désintégration des particules très analogues à celles fournies par le lagrangien de la référence ([3]). La seule différence notable est l'absence de la réaction $\Xi \to N + e(\mu) + \nu$. L'accord avec

les données expérimentales est donc tout aussi satisfaisant y compris $(\pi \to e\nu)/(\pi \to \mu\nu) \ll 10^{-4}$.

Dans le cadre du formalisme de l'espace M, il semble vraisemblable que d'autres possibilités existent outre celles mentionnées dans cette Note.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) B. d'Espagnat, J. Prentki et A. Salam, *Nuclear Physics*, 5, 1958, p. 447.

(2) A. Salam et J. C. Polkinghorne, *Nuovo Cimento*, 2, 1955, p. 685.

(3) B. d'Espagnat et J. Prentki, *Nuclear Physics* (sous presse).

(4) Sauf toutefois en ce qui concerne le cas, encore contesté, de ^{6}He.

(5) R. P. Feynman, *Rochester Conference*, 1957.

(6) R. P. Feynman et M. Gell-Mann, *Phys. Rev.*, 109, 1958, p. 193.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Le théorème CPT dans la théorie des états excités quantifiés et stables de masses fluides relativistes en rotation.* Note (*) de M. **Pierre Hillion**, présentée par M. Louis de Broglie.

On établit la non-invariance de la structure des gouttelettes relativistes par rapport à chacune des opérations CPT prises séparément et l'on montre son invariance par rapport aux trois opérations successives. On en déduit des résultats intéressant les interactions entre particules.

1. Dans la Mécanique quantique usuelle sont définis :

a. l'opérateur C dit « conjugaison de charge » ou conjugaison particule-antiparticule, une particule chargée étant transformée en une particule de charge opposée;

b. l'opérateur P dit « de réflexion spatiale » transformant un référentiel cartésien droit en un référentiel cartésien gauche;

c. l'opérateur T ou d'inversion de la « flèche du temps » [expression donnée par Stueckelberg (2)] provoquant la substitution passé-avenir.

La seule invariance résultant nécessairement des principes de la relativité et de la théorie des quanta est l'invariance par rapport aux trois opérations successives CPT. Ceci constitue le théorème CPT (3) et (4).

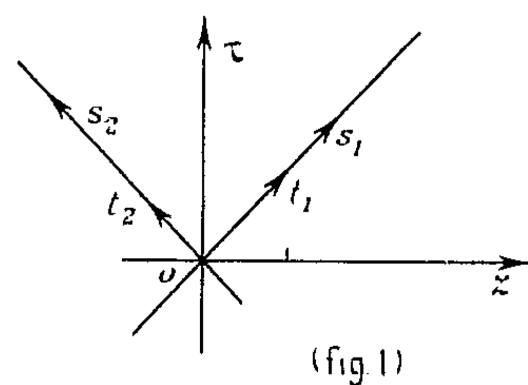
Pendant longtemps on a cru à l'invariance séparément de C de P et de T. Mais depuis peu on a montré que les lois ne sont pas invariantes par rapport à P. Certains résultats (5) semblent indiquer la non-invariance par rapport à C et l'on a proposé (6), (7), (8) des expériences permettant d'éprouver l'invariance par rapport à T.

Nous nous proposons d'examiner ces questions dans le cadre de la théorie de la gouttelette relativiste (1).

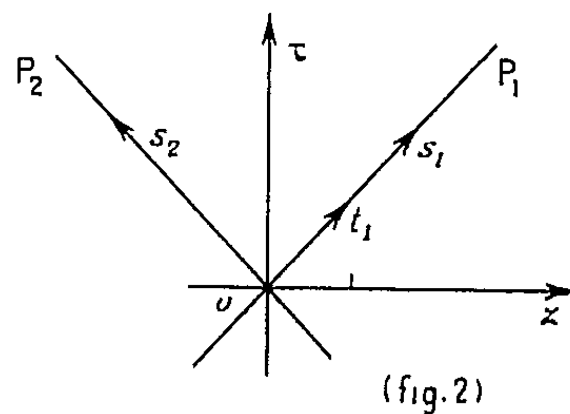
2. Remarquons d'abord qu'il est possible de donner un diagramme représentant l'état interne de la gouttelette.

Considérons l'axe des temps τ de l'univers de la relativité restreinte et la

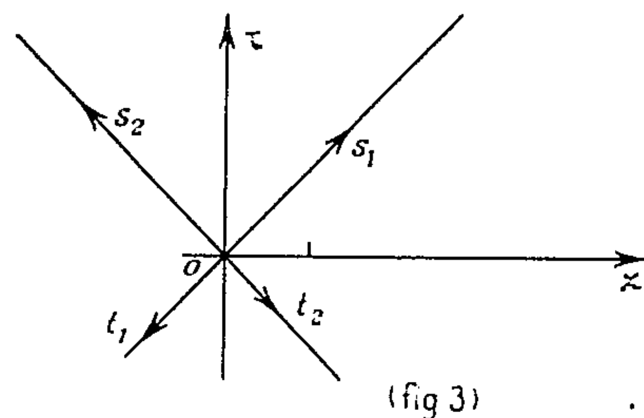
projection Oz sur le plan de la figure de l'hyperplan genre espace perpendiculaire à cet axe des temps. Les deux hyperplans P_1 et P_2 servant à définir le mouvement étant isotropes, ils auront pour projection sur cette figure les bissectrices de l'angle $zO\tau$. Par ailleurs $\vec{s}$ et $\vec{t}$ auront pour traces, $\vec{s}_1$ et $\vec{t}_1$ sur la



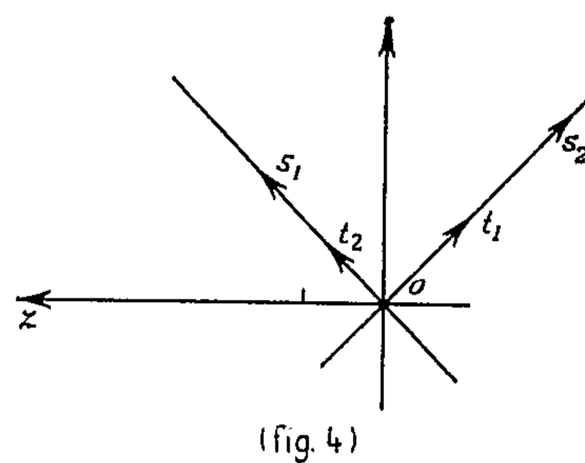
(fig 1)



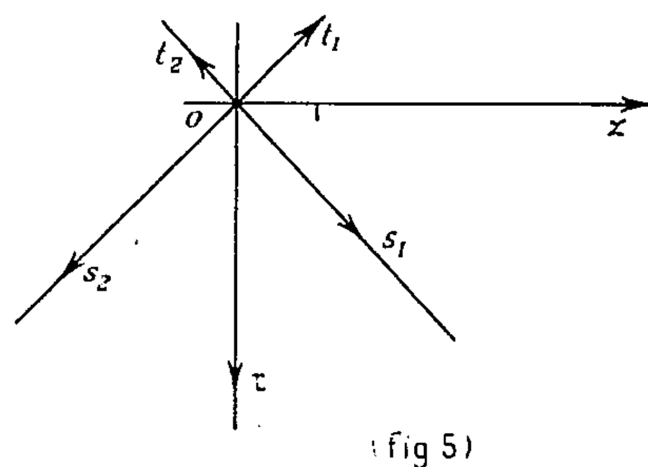
(fig. 2)



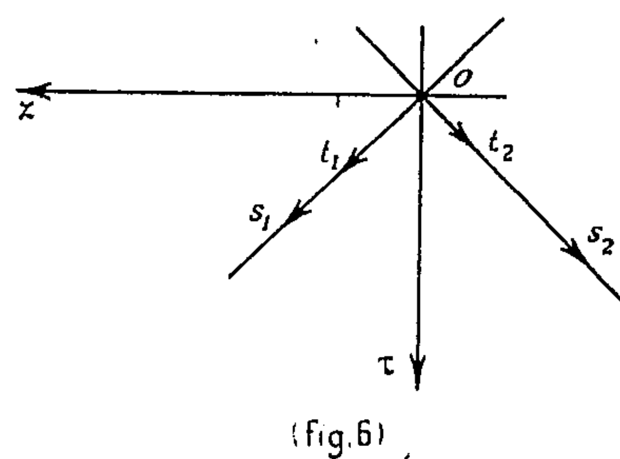
(fig 3)



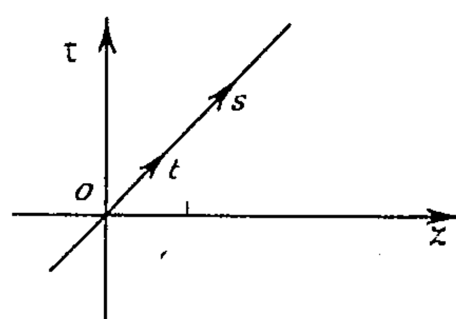
(fig. 4)

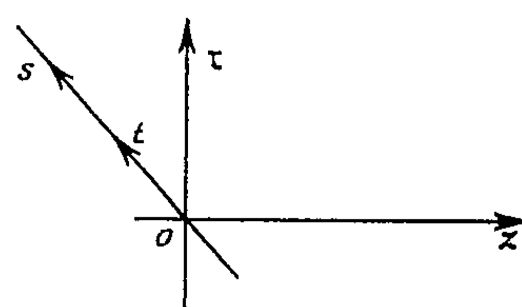


(fig 5)



(fig. 6)





(fig. 7)

projection de P_1, $\vec{s}_2$ et $\vec{t}_2$ sur celle de P_2. On est donc conduit au diagramme de la figure 1 pour représenter l'état interne de la gouttelette. La figure 2 représente le proton auquel on avait attribué ([1]) les nombres quantiques $m^+ = 1/2$, $m^- = 0$, $m' = 1/2$.

Examinons maintenant comment cet état interne (*fig.* 1) est modifié séparément par chaque opération CPT et par leur application simultanée.

D'après le résultat (*c*) du premier paragraphe, l'opération C revient à changer la direction de $\vec{t}_1$ et $\vec{t}_2$ (*fig.* 3). Pour P, le trièdre xyz est remplacé par $-x$, $-y$, $-z$ ce qui change le sens de Oz. $\vec{t}_1$ et $\vec{t}_2$ étant des vecteurs ne sont pas modifiés $\vec{s}_1$ et $\vec{s}_2$ le sont, mais comme ils se trouvent dans des plans isotropes, l'un passe à la place de l'autre (*fig.* 4).

D'une façon évidente l'opération T conduit à la figure 5 et l'application simultanée de CPT à la figure 6.

Les figures 1 et 6 étant identiques le théorème CPT est bien vérifié mais l'examen des trois autres figures conduit au résultat suivant :

THÉORÈME. — *La structure de la gouttelette relativiste n'est invariante par rapport à aucune des opérations* C, P *ou* T *prises séparément.*

3. L'association dans la gouttelette d'un axe (pseudovecteur) et d'un vecteur ayant pour conséquence de fixer l'orientation du référentiel, Stueckelberg (²) (pour un problème différent du nôtre et limité à un espace tridimensionnel) envisage deux possibilités : ou les particules constituant la matière de notre région de l'univers ont, par suite d'un accident cosmologique, une orientation intrinsèque et il doit exister dans d'autres régions des particules ayant l'orientation intrinsèque opposée, ou l'orientation intrinsèque est une propriété de l'espace (⁹).

Si l'on suppose avec Bohm et Vigier (¹⁰) que les gouttelettes relativistes constituent le niveau subquantique et qu'elles se propagent avec des vitesses voisines de celle de la lumière, le renversement du sens de la rotation requiert une énergie infinie. Si donc le vide ne comporte pas de discontinuités énergétiques, il est nécessairement complètement polarisé non seulement par rapport à l'espace mais aussi par rapport au temps.

4. La classification qu'on a proposée (¹) fait jouer un rôle particulier aux leptons et aux photons parce qu'elle suppose que $\vec{t}$ et $\vec{s}$ se trouvent simultanément dans P_1 ou P_2 ce qui conduit à deux diagrammes possibles.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 394.

(2) Le théorème CPT (*industries atomiques* 1-2, 1958).

(3) W. PAULI, *in Niels Bohr and the development of Physics* (Pergamon Press London).

(4) G. LÜDERS, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk*, 28, nº 5, 1954.

(5) R. L. GARWIN, L. M. LEDERMANN et M. WEINRICH, *Phys. Rev.*, 105, 1957 p. 1415.

(6) J. D. JACKSON, S. B. TREIMANN et H. W. WYLD, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 517.

(7) A. Z. DOLGINOV, *Nucl. Phys.*, 5-3, 1958.

(8) E. M. HENLEY et B. A. JACOBSOHN, *Phys. Rev.*, 108, 1957, p. 502.

(9) E. C. G. STUECKELBERG, *Phys. Rev.*, 106, 1957, p. 388.

(10) *voir* D. BOHM, *Causality and Chance in modern Physics.* (Routledge and Kegan Paul, London).

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Amélioration de l'approximation de Born pour la diffusion par un puit de potentiel à symétrie sphérique.* Note (*) de M. **Michel Fabre de la Ripelle**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'utilisation de l'approximation de Born pour le calcul de la diffusion d'une particule par un puit de potentiel ne permet d'atteindre que de petits déphasages.

Lorsque l'énergie de la particule diffusée n'est pas grande devant la profondeur du puit, les déphasages sont en général élevés et l'approximation de Born mauvaise.

D'autre part on connaît la solution exacte du problème lorsque le potentiel est un puit carré de symétrie sphérique.

Nous allons donc tenter d'obtenir une meilleure approximation des déphasages et de la fonction d'onde à l'intérieur d'un puit en assimilant le potentiel donné, supposé négligeable au-delà d'une distance r_0 du centre de symétrie, à un puit carré de portée r_0 dont la profondeur dépend de la forme du potentiel donné.

Dans la méthode des déphasages on développe la fonction de diffusion $\psi(\vec{r})$, solution de l'équation d'onde

$$\frac{\hbar^2}{2m}[\nabla^2 + k_0^2 - U(r)]\psi(\vec{r}) = 0,$$

en harmonique sphérique :

$$\psi(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{+\infty} \sqrt{4\pi(2l+1)}\, i^l e^{i\eta_l} R_l(r) Y_l^0(\theta),$$

chaque fonction R_l étant une solution régulière de l'équation différentielle

$$(1) \qquad \frac{d^2R_l}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{dR_l}{dr} + \left[k_0^2 - U(r) - \frac{l(l+1)}{r^2}\right]R_l = 0,$$

satisfaisant à la condition asymptotique

$$R_l \simeq \frac{1}{k_0 r}\sin\left(k_0 r - l\frac{\pi}{2} + \eta_l\right).$$

Le potentiel étant nul à l'extérieur du puit, la solution extérieure exacte est un mélange des fonctions régulière $j_l(k_0 r)$ et non régulière $n_l(k_0 r)$ solution du problème en l'absence de potentiel ([1])

$$R_l(r)_{\text{ext.}} = \cos\eta_l j_l(k_0 r) - \sin\eta_l n_l(k_0 r).$$

Le raccordement de la solution extérieure et de la solution intérieure pour la valeur r_0 détermine le déphasage η_l.

Pour obtenir une approximation de la solution intérieure nous allons déterminer un puit carré équivalent au potentiel $U(r)$, c'est-à-dire tel que la fonction d'onde partielle R_l soit correctement représentée à l'intérieur par la fonction régulière $j_l(K_0 r)$ correspondant à un puit carré de portée r_0 et de profondeur $|U_0| = K_0^2 - k_0^2$.

Nous sommes ramené à la recherche de la solution régulière de l'équation différentielle

$$\frac{d^2 R_l}{dr^2} + \frac{2}{r}\frac{dR_l}{dr} + \left[K_0^2 - V(r) - \frac{l(l+1)}{r^2}\right] R_l = 0, \tag{2}$$

où

$$V(r) = U(r) - U_0(r_0), \qquad U_0(r_0) = \begin{cases} U_0 & (r < r_0), \\ 0 & (r > r_0). \end{cases}$$
$$k_0^2 - K_0^2 = U_0,$$

Si la solution correspondant à $V \equiv 0$ est une bonne approximation pour la solution intérieure :

$$R_l = a_l[j_l(K_0 r) + j_l(K_0 r) g_l(r)],$$

où a_l est une constante déterminée par la condition de raccordement en r_0 et $j_l(K_0 r) g_l(r)$ est en moyenne petit par rapport à $j_l(K_0 r)$.

Portant dans (2), multipliant par $j_l(K_0 r) r^2$ et tenant compte de la régularité à l'origine, $g_l(r)$ est solution de l'équation intégrodifférentielle :

$$\frac{dg_l}{dr} j_l^2(K_0 r)\, r^2 = \int_0^r V(r)\,(1 + g_l(r))\, j_l^2(K_0 r)\, r^2\, dr,$$

négligeant l'intégrale contenant g_l on obtient l'approximation

$$\frac{dg_l}{dr} j_l^2(K_0 r)\, r^2 = \int_0^r V(r)\, j_l^2(K_0 r)\, r^2\, dr.$$

Pour obtenir le déphasage relatif à un puit de potentiel $U_0(r_0)$, il faut que le rapport de la pente de la fonction d'onde, à sa valeur au point r_0 soit indépendant de la valeur de $g_l(r_0)$ et de sa dérivée en ce point. Ceci est obtenu si l'on choisit K_0 de manière que l'on ait simultanément

$$\left\{ \begin{aligned} &\int_0^{r_0} V(r)\, j_l^2(K_0 r)\, r^2\, dr = 0, \\ &k_0^2 - K_0^2 = U_0. \end{aligned} \right. \tag{3}$$

La valeur de K_0 est alors déterminée par l'intersection de la parabole $y_1 = k_0^2 - K^2$ et de la courbe

$$y_2 = \frac{\int_0^{r_0} U(r)\, j_l^2(Kr)\, r^2\, dr}{\int_0^{r_0} j_l^2(Kr)\, r^2\, dr}.$$

On voit ainsi que K_0 et le puit $U_0(r_0)$ qui lui correspond dépendent de

l'énergie $\hbar^2 k_0^2/2m$ de la particule diffusée et du nombre quantique l. On ne peut donc parler strictement d'un puit de potentiel carré, équivalent pour une valeur du nombre d'onde k_0 de la particule diffusée et pour un nombre quantique l.

Par contre les déphasages donnés pour chaque l par le puit équivalent conduisent à une bonne approximation, il résulte en effet des équations (3) que la première approximation de Born calculée pour la diffusion mise sous la forme (2) est nulle, la correction au déphasage donné par le puit de potentiel U_0 (pour l et k_0 donnés) est donc du second ordre à l'approximation de Born pour le potentiel $V(r)$. La solution de diffusion de l'équation (2) où K_0 est constant quel que soit r, conduit en effet au déphasage correct pour la solution de (1) à condition de faire le raccordement de la pente en r_0 de la solution extérieure de (2) avec la solution extérieure de (1).

Cette méthode permet d'obtenir facilement des déphasages corrects pour des puits de potentiel ne s'écartant pas trop d'un puit carré. Lorsque le nombre d'onde $k_0 \to \infty$ la profondeur des puits équivalents tend vers la même limite quel que soit l. On peut alors parler d'un puit carré équivalent à un puit de potentiel donné.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) *Voir* par exemple : L. I. SCHIFF, *Quantum Mechanics*, p. 104.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Interactions non locales et matrice de diffusion.*
Note de M. KHOSROW CHADAN, présentée par M. Louis de Broglie.

On montre comment, dans une interaction qui est la somme d'une interaction locale et d'une interaction non locale séparable, on peut déterminer la partie non locale à partir de la partie locale et de la matrice de diffusion.

Récemment, des études ont été faites pour déterminer une interaction non locale séparable à partir du déphasage correspondant et de l'énergie de l'état lié qui peut exister éventuellement (1), (2).

La théorie mésique des forces nucléaires fait penser que celles-ci sont locales aux grandes distances et deviennent non locales pour des distances inférieures à une certaine distance critique. Il est donc intéressant d'étudier le problème de la relation entre l'interaction non locale séparable et la matrice de diffusion en présence d'une interaction locale. Nous nous limiterons à des interactions purement centrales, ainsi qu'au moment angulaire zéro. La généralisation au cas des moments angulaires plus élevés est immédiate.

Nous allons montrer que si la partie locale de l'interaction est connue, la détermination de sa partie non locale à partir de la matrice S se fait de façon très analogue au cas où l'interaction non locale est seule présente.

L'équation de Schrödinger réduite en présence des deux interactions s'écrit :

$$\frac{d^2}{dr^2}\psi(r) + E\psi(r) = V(r)\psi(r) + \lambda U(r)\int_0^\infty U(r')\psi(r')\,dr' \tag{1}$$

$V(r)$ étant le potentiel local et $\lambda U(r)U(r')$ l'interaction non locale séparable. Ils sont supposés être suffisamment réguliers dans l'intervalle $(0, \infty)$.

Considérons d'abord le problème sans l'interaction séparable. L'équation (1) se réduit à

$$\varphi''(r) + E\varphi(r) = V(r)\varphi(r). \tag{2}$$

Nous supposons ici que le potentiel $V(r)$ ne possède pas d'état lié [3]. Alors (2) ne possède que des solutions correspondant à des énergies positives ($E = k^2$, diffusion). Suivant les conditions asymptotiques imposées, il y a diverses solutions [4] :

$$\begin{cases} f(\pm k, r): \quad \lim_{r \to \infty} e^{\pm ikr} f(\pm k, r) = 1; \\ \varphi(E, r): \quad \varphi(E, 0) = 0, \quad \varphi'(E, 0) = 1, \quad \varphi(E, r) \underset{r\to\infty}{\sim} \alpha \sin(kr + \delta_V). \end{cases} \tag{3}$$

On a la relation

$$e^{2i\delta_V} = f(k)\,[f^*(k)]^{-1}, \qquad f(k) \equiv f(k, 0). \tag{4}$$

A l'aide de la fonction $f(k)$, on définit la fonction spectrale $\rho(E)$: $\rho(0) = 0$,

$$\begin{cases} \dfrac{d\rho}{dE} = 0 \qquad (E < 0), \\ \dfrac{d\rho}{dE} = \dfrac{1}{\pi}\,\dfrac{k}{|f(k)|^2} \qquad (E = k^2 \geq 0). \end{cases} \tag{5}$$

La fonction spectrale et les fonctions d'onde $\varphi(E, r)$ ont les propriétés suivantes [4] ($E = k^2$, $E' = k'^2$) :

$$\begin{cases} \displaystyle\int_{-\infty}^{\infty} d\rho(E)\,\varphi(E, r)\,\varphi(E, r') = \delta(r - r'), \\ \displaystyle\int_0^{+\infty} dr\,\varphi(E, r)\,\varphi(E', r) = \left[\frac{d\rho}{dE}\right]^{-1} \delta(k'^2 - k^2). \end{cases} \tag{6}$$

Ces formules permettent de définir les transformations de Fourier « modifiées » suivantes pour les fonctions de carrés sommables :

$$\begin{cases} F(k) = \displaystyle\int_0^\infty F(r)\,\varphi(E, r)\,dr, \\ F(r) = \displaystyle\int d\rho(E)\,\varphi(E, r)\,F(k). \end{cases} \tag{7}$$

A l'aide de ces transformations, nous pouvons écrire l'équation (1) dans l'espace des impulsions :

$$(E - p^2)\,\psi(p) = \lambda U(p)\int d\rho(E')\,\psi(p')U(p'). \tag{1'}$$

Dans le cas de la diffusion ($E = k^2$), nous cherchons une solution $\psi(r)$ nulle à l'origine et dont la forme asymptotique est $A \sin(kr + \delta) = A \sin(kr + \delta_v + \delta_u(V))$, $\delta_u(V)$ étant le déphasage additionnel dû à l'interaction séparable $\lambda U(r) U(r')$ *en présence de* $V(r)$. Avec cette condition asymptotique, la solution de (1′) s'écrit

$$\psi(p) = \left[\frac{d\rho}{dE}\right]^{-1} \delta(p-k) - P\frac{\lambda U(p)}{p^2 - k^2}\int d\rho(E')\,\psi(p')\,U(p').$$

Un calcul classique donne pour $\delta_u(V)$:

$$(9)\quad \begin{cases} -\dfrac{2k}{\pi}\operatorname{tg}\delta_u(V) = \Phi(k)\left[1 + P\displaystyle\int_0^\infty \frac{\Phi(p)}{p^2 - k^2}\,dp\right]^{-1}, \\ \Phi(k) = 2\lambda k \dfrac{d\rho}{dE} U^2(k) = \dfrac{2\lambda k^2 U^2(k)}{\pi\,|f(k)|^2}. \end{cases}$$

L'équation intégrale (9) est entièrement analogue à celle qu'on obtient en l'absence de $V(r)$ (1), à part la modification dans les transformées de Fourier.

En ce qui concerne l'état lié éventuel d'énergie $-\gamma^2$ qui peut exister, (1′) s'écrit :

$$(10)\quad \psi_0(p) = -\frac{\lambda U(p)}{\gamma^2 + p^2}\int d\rho(E')\,\psi(p')\,U(p'),$$

γ^2 étant donné par la racine unique de l'équation

$$(11)\quad 1 + \int \frac{\lambda U^2(p)}{p^2 + \gamma^2}\,d\rho(E_p) = 0.$$

La détermination de $U(r)$ à partir de $V(r)$, du déphasage δ et de l'énergie de l'état lié éventuel $-\gamma^2$ se fait donc de la façon suivante :

1° Pas d'état lié. Nous connaissons δ et $V(r)$ et par conséquent δ_V. D'où $\delta_u(V) = \delta - \delta_V$. La solution de (9) s'écrit alors (2)

$$(12)\quad \begin{cases} \Phi(k) = -\dfrac{2k}{\pi}\sin(\delta - \delta_V)\,e^{\alpha(k^2)}\left[1 + \displaystyle\sum_1^N \frac{c_n}{k^{2n}}\right], \\ \alpha(k^2) = -\dfrac{2}{\pi} P\displaystyle\int_0^\infty \frac{\delta - \delta_V}{p^2 - k^2}\,p\,dp. \end{cases}$$

Les c_n étant des constantes déterminées liées à $\delta - \delta_V$.

2° Il y a un état lié d'énergie $-\gamma^2$. On a alors

$$(13)\quad \Phi(k) = -\frac{2k}{\pi}\sin(\delta - \delta_V)\,e^{\alpha(k^2)}\left[1 + \sum_1^{N-1}\frac{c'_n}{k^{2n}}\right]\left[1 + \frac{\gamma^2}{k^2}\right]$$

avec le même $\alpha(k^2)$ que précédemment.

$\Phi(k)$ étant calculé, nous pouvons remonter à $U(r)$ à l'aide de la seconde équations (9) et de (7).

(1) M. GOURDIN et A. MARTIN, *Nuovo Cimento*, 10, n° 6, 1957, p. 757.
(2) M. GOURDIN et A. MARTIN, Notes ronéotypées, à paraître dans *Nuovo Cimento*.
(3) Le cas où V(*r*) possède des états liés sera considéré ultérieurement.
(4) R. JOST et W. KOHN, *Kgl. Danske Videnskab. Mat. Fys. Medd.*, 27, n° 9, 1953.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur la résistivité de quelques alliages* Cu-Sb. Note (*) de MM. **ORDAN PEČIJARE** et **SYLVAIN JANSSEN**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'étude de la résistivité des alliages 70 % Sb et 90 % Sb (phase $Cu^2Sb + \delta$ en fonction de la température montre que leur coefficient de température $\alpha = [(1/\rho_0)(d\rho/dT)]$ a une valeur plus élevée que celui de beaucoup de métaux purs. La courbe $\rho = f(t)$ est approximativement une droite.

On trouve ainsi

50 % Sb-10 % Cu : $\alpha = 5,2.10^{-3}$;
70 % Sb-30 % Cu : $\alpha = 5,0.10^{-3}$.

On sait d'autre part qu'il existe un composé défini Cu_2Sb (*fig.* 1) pour 48,5 % Sb en poids.

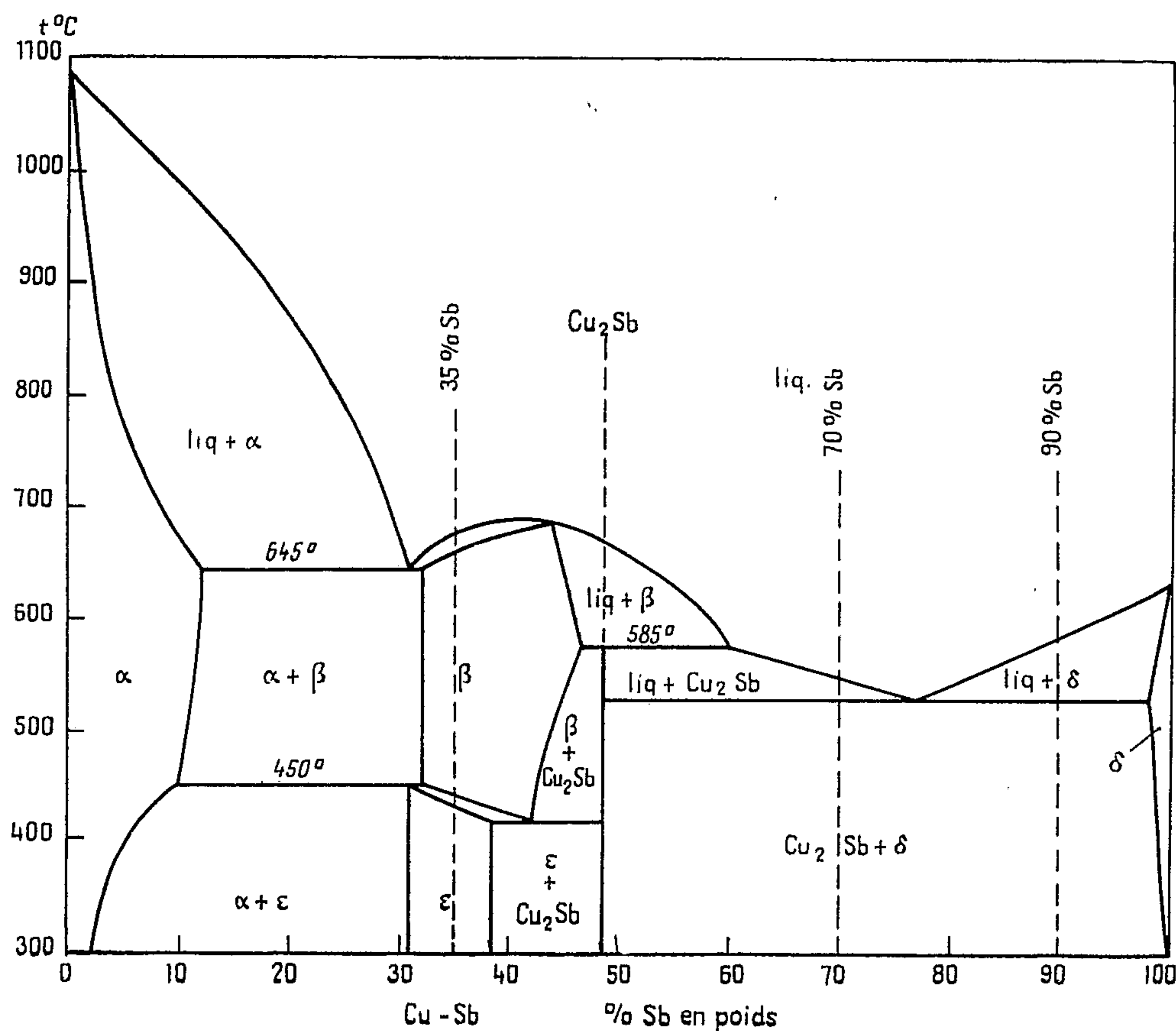


Fig. 1.

L'étude de la résistivité de ce composé montre que son coefficient de température est également très important : α_{moy} entre 0-500° C $= 5,2.10^{-3}$. On constate d'autre part qu'en traçant la courbe $\log\rho = f(t)$, tous les points se trouvent parfaitement alignés. La résistivité de ce composé est donc de la forme $\rho = \rho_0 e^{aT}$ où $a = 2,46.10^{-3}$ (*fig.* 2). (Rappelons que nous avons signalé une relation analogue pour la phase γ_2 du système binaire Cu-Al) (¹).

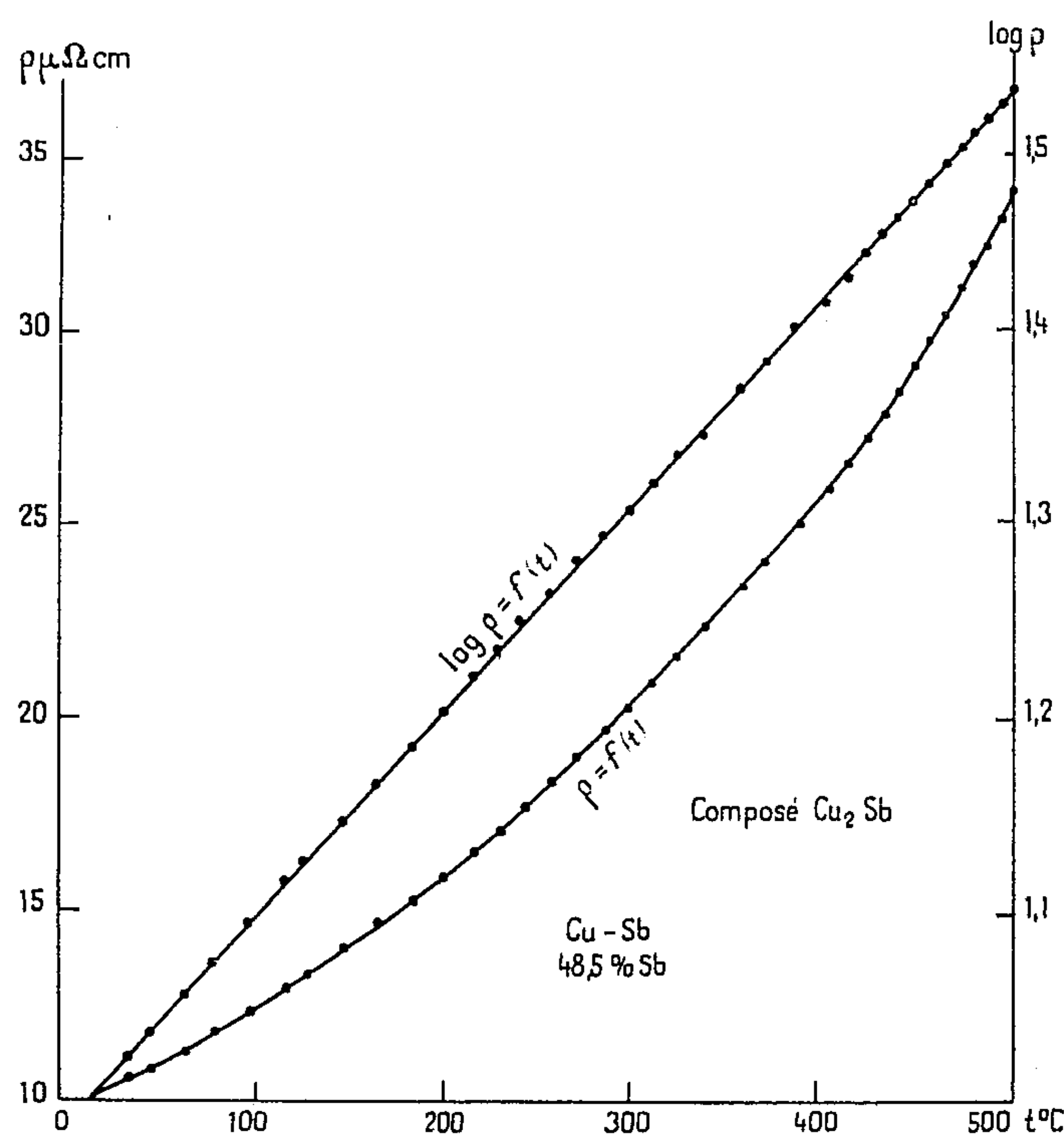


Fig. 2.

L'alliage 50 % Sb-50 % Cu ne possède pas cette particularité. La relation $\rho = \rho_0 e^{aT}$ semble donc être caractéristique du composé Cu_2Sb pur.

Enfin la phase ε possède une résistivité à froid très élevée $\rho_0 = 107$ μΩ.cm. La disparition de ε dans le cas des alliages $\alpha + \varepsilon$ et ε seul entraîne une chute brusque de la résistivité à la température de transformation (cas de l'alliage 35 % Sb-65 % Cu).

(*) Séance du 3 mars 1958.

(¹) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1228.

MAGNÉTISME. — *Mesure du rapport gyromagnétique d'un nickel très pur.* Note (*) de M. **André J. P. Meyer**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Nous avions antérieurement (¹) mesuré le rapport gyromagnétique d'un nickel ex-carbonyle IG pur à au moins 99,9 % pour lequel après correction

d'une erreur de 0,2 % découverte depuis lors, on a $\rho(e/mc) = 1,080 \pm 0,005$ soit $g' = 1,852 \pm 0,009$. La mesure du facteur g par résonance ferromagnétique effectuée par G. Asch [2] sur un échantillon de même provenance avait donné $g = 2,156 \pm 0,02$. Ces deux valeurs de g' et g satisfont bien la relation de Kittel-Van Vleck : $2 - g' = g - 2$ [2].

Sur un échantillon de nickel JM dont la pureté est donnée à 99,998 %, Asch avait obtenu $g = 2,193 \pm 0,02$ soit une valeur supérieure de 2 % à celle du nickel IG. Afin de reconnaître si cette différence est réelle ou plus simplement due aux erreurs inhérentes aux mesures de résonance nous avons mesuré le rapport gyromagnétique de ce nouveau nickel par l'effet Einstein-de Haas avec l'appareil précédemment décrit [1].

La tige de nickel JM étudiée, a 15,3 cm de longueur, 0,48 cm de diamètre et pèse 23,59 g. Elle a subi un recuit de 4 h à 1 000°C sous hydrogène. Au cours des expériences, l'aimantation spécifique atteinte était voisine de 37,7 u. é. m. C. G. S., à comparer à 29,5 pour le nickel IG dans le même champ de mesure, différence qui témoigne en faveur de la pureté plus grande du nouvel échantillon. A température ambiante les aimantations à saturation des deux échantillons sont toutes deux de 55,05 u. é. m. C. G. S. [3], [4].

Les résultats des mesures de rapport gyromagnétique figurent sous leur notation habituelle au tableau ci-dessous. L'examen des moyennes partielles rapportées aux nombres obtenus pour les différentes positions des inverseurs d'assymétrie (I, II, A, B) et pour les deux azimuths d'orientation de la tige (α, $\beta = \alpha + 180°$), montre que les effets des causes de perturbations sont très faibles et bien inférieures à celles relevées sur le nickel IG. Le résultat de ces mesures paraît donc très sûr; en tenant compte des causes d'erreurs systématiques introduites par les mesures secondaires on obtient une erreur totale de 0,4 % et le résultat final $\rho(e/mc) = 1,084 \pm 0,004$.

Rapports gyromagnétiques mesurés du nickel JM *en unités* $\left(\frac{mc}{e}\right)$.

Mesures.	Poids.	α I.	α II.	$\bar{\alpha}$.	β I.	β II.	$\bar{\beta}$.	$\overline{\alpha\beta}$.
1 B........	1	1,089	1,085	1,087	1,087	1,085	1,086	1,086
2 A........	1	1,083	1,087	1,085	1,094	1,105	1,100	1,092
3 A........	1	1,073	1,073	1,073	1,093	1,103	1,098	1,085
4 A........	1	1,076	1,084	1,080	1,072	1,076	1,074	1,077
5 A........	1	1,078	1,091	1,084	1,076	1,082	1,079	1,082
6 B........	1	1,091	1,084	1,088	1,092	1,075	1,084	1,086
7 B........	1	1,087	1,080	1,083	1,080	1,080	1,080	1,082
8 B........	1	1,088	1,084	1,086	1,083	1,081	1,082	1,084

$\bar{\text{I}} = 1,084$, $\quad \alpha = 1,083$, $\quad \bar{\text{A}} = 1,084$;

$\overline{\text{II}} = 1,085$, $\quad \beta = 1,085$, $\quad \bar{\text{B}} = 1,084$.

Moyenne finale : $1,084 \pm 0,002$.

Ce nombre correspond dans les limites des erreurs à celui de $1,080 \pm 0,005$

obtenu sur le nickel IG. La différence entre des teneurs en impuretés inférieures à 0,1 % ne semble donc pas affecter de façon importante le rapport gyromagnétique du nickel, dont la valeur élevée est maintenant bien établie.

La différence relevée par G. Asch entre les facteurs g des deux nickels ne se retrouve pas dans les facteurs g' et la relation de Kittel-Van Vleck bien vérifiée pour le nickel IG où $g = 2,156 \pm 0,02$ et $g' = 1,852 \pm 0,009$ l'est moins bien pour le nickel JM puisque pour celui-ci : $g = 2,193 \pm 0,02$ et $g' = 1,845 \pm 0,007$.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) A. J. P. MEYER et S. BROWN, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 161.

(2) A. J. P. MEYER, G. ASCH et S. BROWN, *Colloque National de Magnétisme*, Strasbourg, juillet 1957.

(3) H. DANAN, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 73 et 401.

(4) A. J. P. MEYER et C. WOLFF, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 576.

(Laboratoires Pierre Weiss, Faculté des Sciences, Strasbourg.)

ÉLECTRONIQUE. — *Sur un nouveau type d'accélérateur linéaire d'électrons à générateur haute fréquence incorporé.* Note (*) de M. **HENRI LEBOUTET**, Mlles **GERMAINE VINCENT** et **ROSE WARNECKE**, présentée par M. Camille Gutton.

Dans une Note précédente (1) nous avons décrit un nouveau type d'accélérateur à générateur à haute fréquence incorporé : nous donnons ici quelques précisions sur le principe de l'appareil dans lequel un faisceau d'électrons cède de l'énergie au circuit H. F. en circulant dans un sens, une fraction de ce faisceau réfléchie ou un autre faisceau circulant en sens inverse du faisceau incident peut être accéléré. Ceci est possible grâce aux propriétés des lignes périodiques à retard. On sait en effet que la distribution des champs pour ces lignes apparaît comme la superposition d'ondes progressives de vitesse de phase :

$$v_k = \frac{\omega}{\psi + 2k\pi},$$

avec

$k = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots;$

p, pas de la ligne;

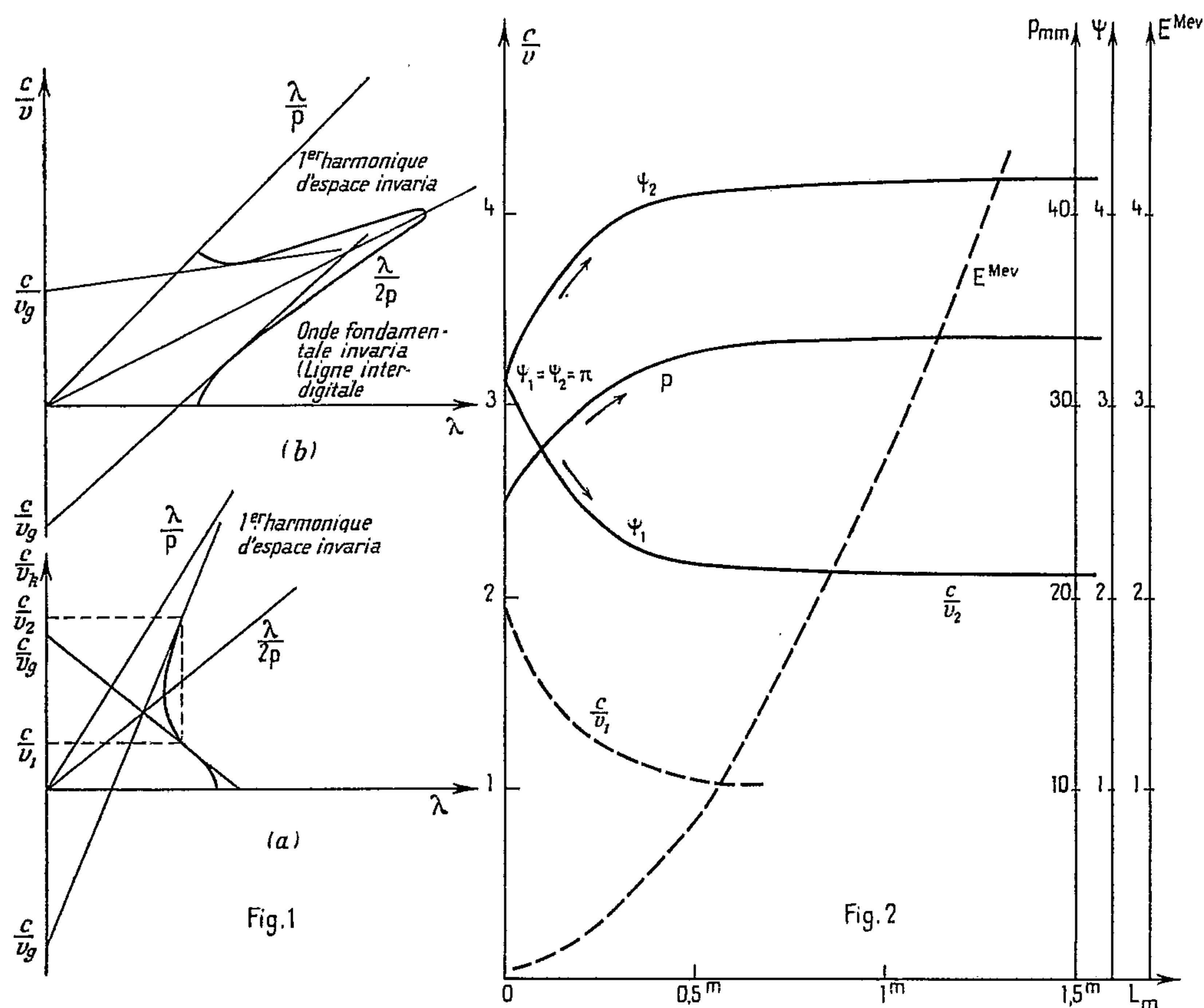
$\omega = 2\pi f$.

Ces ondes qu'on appelle harmoniques d'espace ont la même vitesse de groupe $v_g = p\, d\omega/d\psi$, qui coïncide avec la vitesse de propagation de l'énergie le long de la ligne et des vitesses de phase qui peuvent être de même sens que v_g ou de sens contraire suivant la valeur de k : on a ainsi des ondes directes ou inverses. Les courbes de dispersion c/v_k en fonction de la longueur d'onde sont données figure 1 pour des lignes à fondamental direct (a) et fondamental

inverse (*b*). Pour une même fréquence on a, de plus, la relation

$$\frac{c}{v_1} + \frac{c}{v_2} = \frac{\lambda}{p} \tag{1}$$

entre le pas p de la ligne, la longueur d'onde λ et les vitesses v_1 de l'onde fondamentale et v_2 du premier harmonique d'espace. Prenons le cas de la figure 1 (*a*) : le faisceau incident d'intensité I_0 de vitesse constante v_2 cède de l'énergie à la ligne et le générateur fonctionne en carcinotron, le faisceau réfléchi d'intensité i rencontre un champ électrique croissant le long de la ligne et est accéléré.



Tant que la vitesse v_1 des électrons du faisceau i est inférieure à celle de la lumière, pour respecter la condition de phase, on doit faire varier le pas de la ligne et vérifier la relation (1), il s'ensuit que le mode d'oscillation de chaque cellule varie au cours de l'accélération. Au début de l'accélération on a $c/v_1 = c/v_2$, d'où $c/v_1 = \lambda/2p$ d'après (1) et la ligne fonctionne sur le mode π.

La figure 2 donne les résultats d'un calcul fait pour une ligne à disques fonctionnant sur 10 cm de longueur d'onde et dont les constantes surtension Q, inductance $\mathcal{L}\omega$, impédance shunt R, v_g vitesse de groupe ont été mesurées et

dont le fonctionnement en carcinotron a été vérifié. On a ainsi pour une ligne de 1,5 m de longueur, les variations de c/v, c/v_2, $\varphi_1 = \omega p/v_1$, $\varphi_2 = \omega p/v_2$, p et la valeur approximative de l'énergie EMeV du faisceau accéléré en fonction de la longueur L de la ligne. Ce dernier calcul est fait pour l'électron stable à la crête de l'onde et en supposant une puissance H. F. de 1 MW et une loi de variation du champ H. F. le long de la ligne en $E_0 \cos 2\pi z/L$.

L'ensemble de l'appareil est décrit figure 3 :

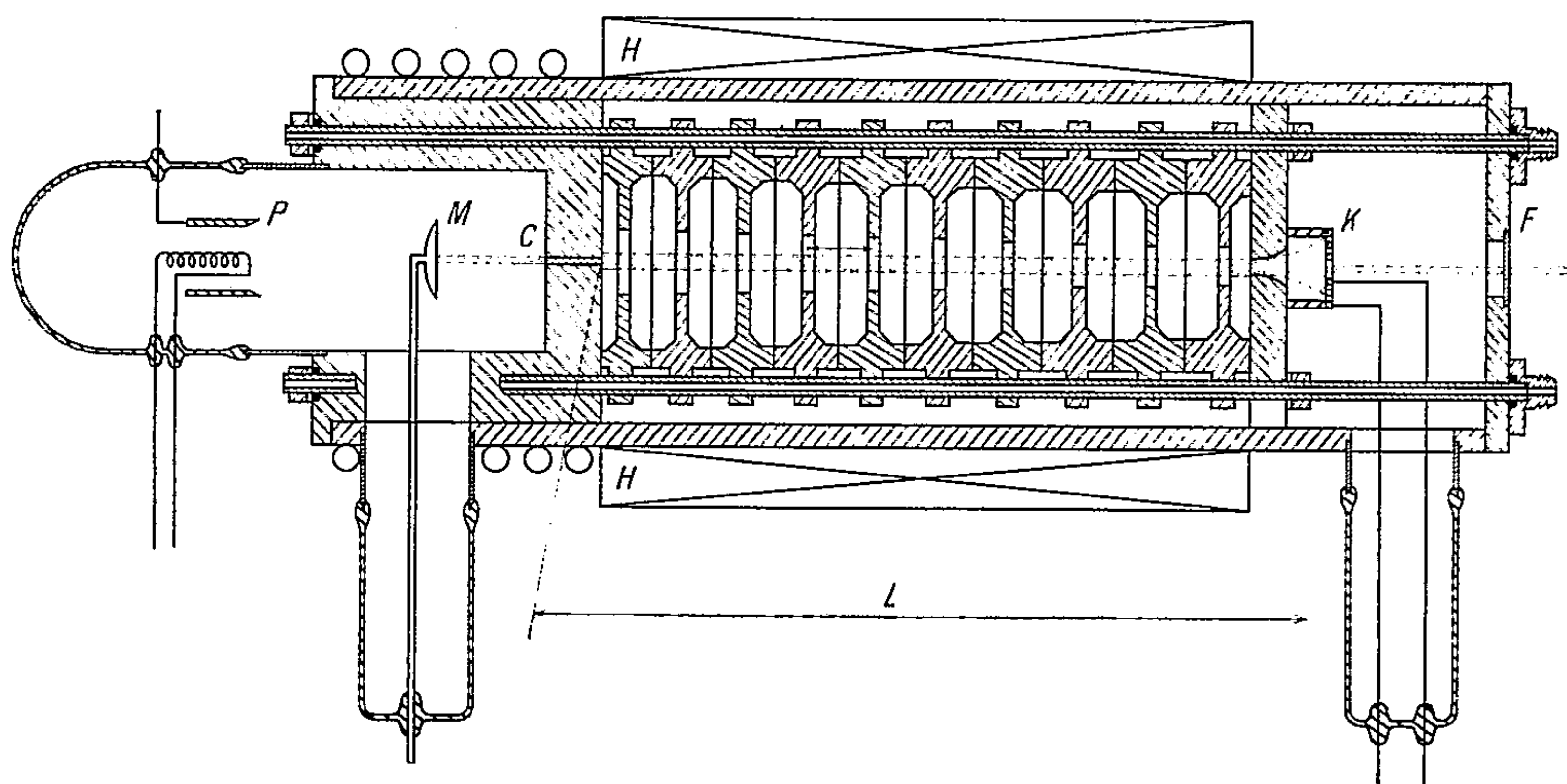


Fig. 3.

1° Un tube scellé de forme cylindrique en métal contient les cavités empilées et serrées les unes contre les autres.

2° A une extrémité un canon formé par exemple d'une spirale de tungstène thoriné, laissant le centre libre sur un diamètre de 5 mm environ.

3° A l'autre extrémité un collecteur C refroidi, percé d'un petit trou et un réflecteur M porté à un potentiel voisin de celui de la cathode.

4° Un champ magnétique H baigne l'ensemble.

Il déborde à la fois vers le canon et vers le collecteur :

a. Vers le canon : il déborde assez pour focaliser le faisceau venant de la cathode qui peut être de dimensions supérieures à celles du trou des iris, mais il agit peu sur le faisceau accéléré venant en sens inverse;

b. vers le réflecteur en faisant varier le champ magnétique à ce niveau on peut faire varier la quantité d'électrons qui passent par le trou du collecteur à l'aller et au retour, c'est-à-dire le courant accéléré.

En faisant varier la tension réflecteur on règle la phase d'entrée dans le champ H. F. des paquets d'électrons réfléchis. Le fait qu'on admette à l'accélération des électrons déjà groupés en paquets rend le contrôle de l'accélération plus facile et doit conduire à un spectre d'énergie de l'appareil très étroit.

5° A l'arrière du canon, le fond du tube est fermé par une fenêtre mince F

par exemple une fenêtre d'aluminium ou mieux une fenêtre de platine très mince et brasée à son support.

Ce dispositif permet d'utiliser à l'extérieur du tube le faisceau d'électrons. Si l'on ne veut utiliser qu'un faisceau de rayons γ, le fond du tube sera avantageusement fermé par une lame de cuivre ou d'or par exemple.

L'ensemble peut aussi être monté directement en source de neutrons rapides, en accolant un bloc de beryllium, directement au contact de la fenêtre de sortie.

6° Côté réflecteur, une pompe P du type pompe à évaporation de titane permet de maintenir un vide correct dans l'enveloppe en l'absence de systèmes de pompage mécanique.

(*) Séance du 24 fevrier 1958.
(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1399.

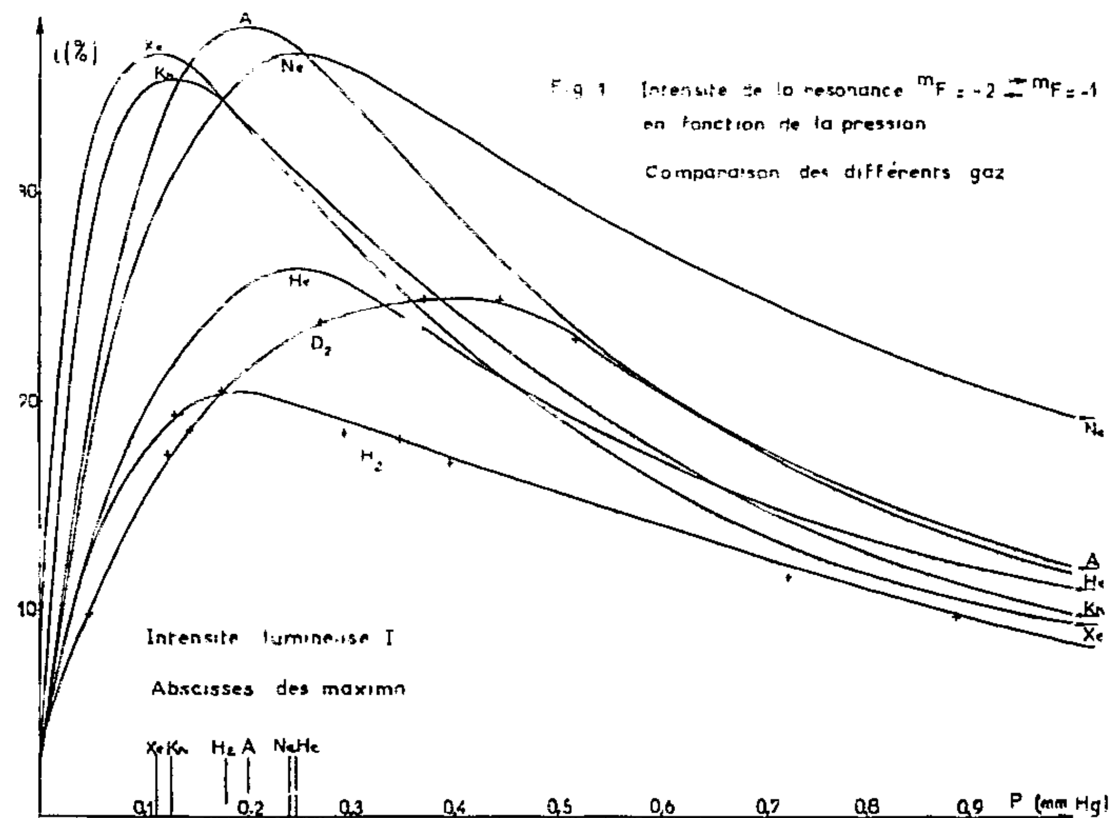
SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Action des gaz étrangers sur le taux d'orientation de la vapeur de sodium, obtenu par pompage optique.* Note de M. **Francis Hartmann**, Mlle **Mireille Rambosson**, MM. **Jean Brossel** et **Alfred Kastler**, présentée par M. Francis Perrin.

A la suite de Bender (1), Margerie (2) et Cohen-Tannoudji (3), nous avons étudié (4) l'augmentation du taux d'orientation de la vapeur de sodium par pompage optique (5) en présence de pressions variables (comprises entre 0 et 1 mm de mercure) de divers gaz (H_2, D_2, gaz rares). Le mécanisme de pompage optique est alors intermédiaire entre celui décrit par Kastler (5) et celui décrit et utilisé par Dehmelt (6) pour l'étude de diverses vapeurs alcalines (7) à des pressions beaucoup plus fortes.

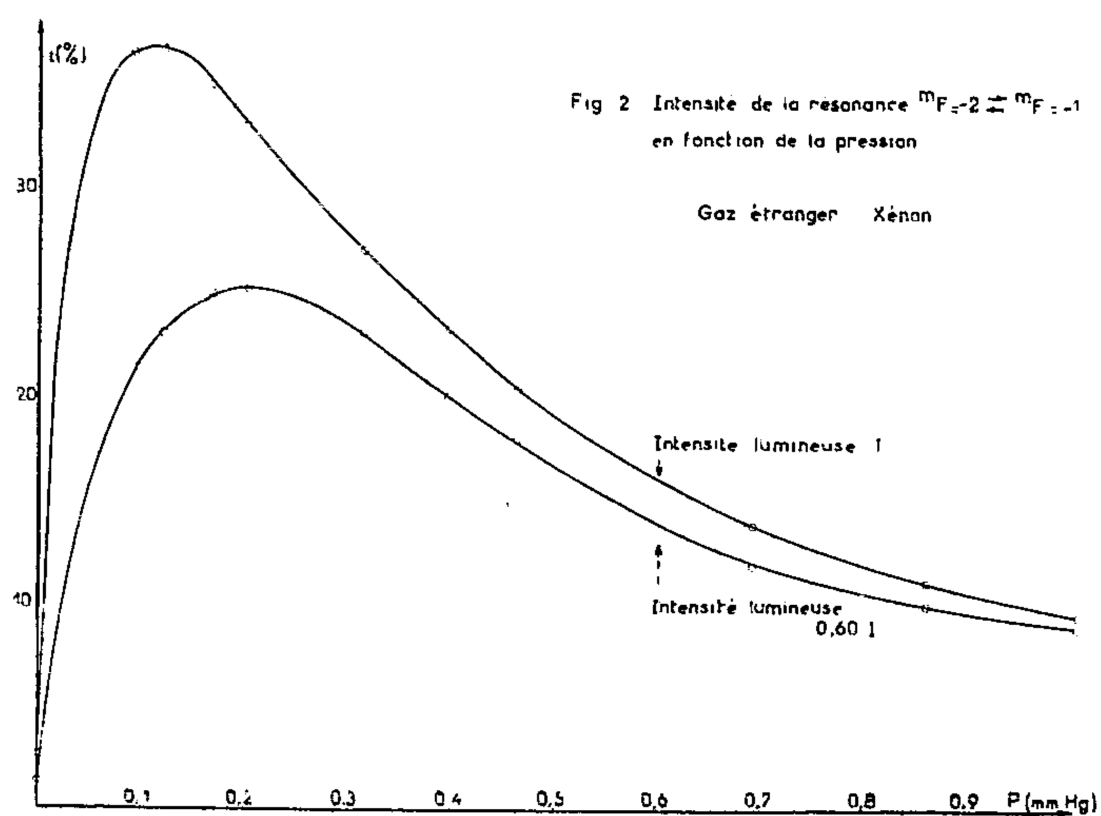
Les conditions de notre étude sont celles décrites dans les références (2) et (3); elles portent sur les raies basse fréquence $\Delta F = 0$, $\Delta m_F = 1$. Les résonances sont détectées optiquement par le changement de polarisation de la raie de résonance optique sous l'influence du champ de radiofréquence. Toutes les résonances ont été prises à la fréquence fixe de 7,77 MHz en faisant varier l'intensité du champ magnétique directeur, de l'ordre d'une dizaine d'œrsteds. Les résultats de nos mesures (*fig.* 1 et 2) représentent, en fonction de la pression de gaz étranger, la quantité $(\Delta I_\pi/I_\pi) - (\Delta I_\sigma/I_\sigma)$, I_π et I_σ étant les intensités π et σ émises par la vapeur, ΔI_π et ΔI_σ étant les variations de ces intensités qu'on observe lors de la résonance magnétique. Le niveau de radiofréquence utilisé était suffisant pour saturer la raie. Ces figures 1 et 2 sont relatives à la transition $(-2) \rightarrow (-1)$ du niveau $F = 2$, l'orientation étant produite par les raies D_1 D_2 (fournies par une lampe Philips SO60) polarisées circulairement à gauche. Nous avons évité autant que possible la contamination du gaz étranger et opéré en présence de getters. La cellule utilisée avait 12 cm de dia-

mètre. Les résultats de la figure 1 correspondent à une température de vapeur de Na de 101° C sauf ceux relatifs à D_2 où la température était 112° C.

Dans tous les cas, les courbes ont même allure, et Cohen-Tannoudji (3) a pu rendre compte qualitativement de leur forme de façon très satisfaisante. Dans



la partie montante des courbes la destruction de l'orientation (relaxation) est due aux chocs des atomes de sodium contre les parois de la cellule, les collisions d'un atome de sodium dans l'état fondamental $S_{1/2}$ contre un atome de gaz



diffusant n'étant pas désorientatrices. La partie descendante des courbes pour les pressions plus fortes est liée au phénomène de dépolarisation de la raie de résonance optique à ces pressions (transferts entre les sous-niveaux Zeeman des états excités $P_{1/2}$, $P_{3/2}$). Ceci modifie les conditions du pompage (6) et rend

la méthode précédente de détection très défavorable, mais ne signifie pas que l'orientation a disparu.

L'expérience montre (*fig.* 2) qu'à forte pression, comme on doit s'y attendre, l'intensité des résonances observées est pratiquement indépendante de l'intensité lumineuse orientatrice. La relaxation se fait alors par l'intermédiaire de l'état excité; chaque fois qu'un atome absorbe un photon, il a une chance sur n d'être désorienté; il est donc en moyenne désorienté après absorption successive de n photons. Si le temps nécessaire pour cela est court par rapport au temps de diffusion à la paroi, pour deux intensités lumineuses différentes l'orientation atteinte est la même.

Pour l'ensemble des gaz rares, les faits suivants ressortent de la figure 1 :

a. Le taux d'orientation est sensiblement le même à l'optimum pour les gaz de masse atomique plus grande que celle du sodium (Ne, A, Kr, Xe); il croît au contraire rapidement avec la masse atomique pour les gaz plus légers que Na. Ceci est conforme aux résultats du calcul de Cohen [3] pour des gaz pour lesquels le rapport σ/σ' de la section efficace de collision cinétique σ (gaz rare-Na) à la section efficace σ' (gaz rare-Na excité) de désorientation dans l'état excité est le même (dans la mesure où la pression optimum est voisine pour ces divers gaz).

b. La pression correspondant au maximum d'intensité des résonances est d'autant plus faible que le gaz diffuseur est plus lourd. Notons que cette dernière propriété n'est pas vraie pour les gaz H_2 et D_2.

c. L'expérience montre que pour Ne, A, Kr, Xe, les courbes, entre 0 et 1 mm, se déduisent l'une de l'autre, à la précision de nos mesures, par une affinité sur l'axe des pressions. C'est ce qu'on doit attendre si le rapport σ/σ est le même pour tous ces gaz; ceci n'est pas le cas pour l'hélium.

Soulignons enfin qu'on doit s'attendre à ce que les courbes précédentes changent avec le diamètre de la cellule d'observation. La pression optimum en particulier doit être plus forte sur une cellule plus petite.

(1) P. L. BENDER, *Thèse*, Université de Princeton, 1956.

(2) J. MARGERIE, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1955; J. MARGERIE, J. BROSSEL et A. KASTLER, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 865.

(3) C. COHEN-TANNOUDJI, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1956; C. COHEN-TANNOUDJI, J. BROSSEL et A. KASTLER, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1027.

(4) F. HARTMANN, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1957.

(5) A. KASTLER, *J. Phys. Rad.*, 11, 1950, 255; *Physica*, 17, 1951, p. 191; J. P. BARRAT, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1954; J. P. BARRAT, J. BROSSEL et A. KASTLER, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1196; *Voir* aussi A. KASTLER, *Nuovo Cimento*, 6, n° 3 del Suppl., p. 1148, *fig.* 10.

(6) H. G. DEHMELT, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1487 et 1924.

(7) W. E. BELL et A. L. BLOOM, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 1559 et 109, 1958, p. 219 (sodium); W. FRANZEN et A. G. EMSLIE, *Phys. Rev.*, 108, 1957, p. 1453 (sodium); M. ARDITI

et T. R. CARVER, (*sous presse*) (sodium et cæsium); A. BLANDIN et J. P. BARRAT, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2041 (cæsium); T. SKALINSKI, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1908 (cæsium); W. E. BELL et A. L. BLOOM, (*sous presse*) (potassium, rubidium, cæsium).

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur les équations et le diagramme théorique du moteur shunt à collecteur à alimentation rotorique.* Note (*) de MM. **MAX TEISSIE-SOLIER** et **YVES SEVELY**, transmise par M. Charles Camichel.

Les auteurs proposent une nouvelle forme des équations du moteur Schrage faisant apparaître les inductances des fuites totales.

Les équations du moteur Schrage relatives à une phase peuvent s'écrire :

(1) $$v_1 = r_1 i_1 + \frac{d\Phi_{1t}}{dt},$$

(2) $$e_2 = r_2 i_2 + \frac{d\Phi_{2t}}{dt},$$

v_1, tension d'alimentation ;
r_1, résistance primaire ;
Φ_{1t}, flux total intéressant l'enroulement primaire ;
e_2, force électromotrice induite dans l'enroulement de réglage par le primaire ;
r_2, résistance totale du circuit parcouru par le courant i_2 ;
Φ_{2t}, flux total intéressant l'enroulement statorique seul.

La machine étant supposée linéaire, en désignant par (1), (2) et (3) les enroulements primaire (rotorique), secondaire (statorique) et de réglage (rotorique), Φ_{1t} et Φ_{2t} résultant de la circulation des courants dans les trois enroulements peuvent être mis sous la forme

$$\Phi_{1t} = \Phi_{11} + \Phi_{21} + \Phi_{31},$$
$$\Phi_{2t} = \Phi_{22} + \Phi_{12} + \Phi_{32}.$$

avec

$$\Phi_{11} = \mathcal{L}_1 i_1, \qquad \Phi_{21} = \mathcal{M}_{21} i_2, \qquad \Phi_{31} = \mathcal{M}_{31} i_2,$$
$$\Phi_{22} = \mathcal{L}_2 i_2, \qquad \Phi_{12} = \mathcal{M}_{12} i_1, \qquad \Phi_{32} = \mathcal{M}_{32} i_2.$$

$\mathcal{L}_i$ étant une self-inductance et $\mathcal{M}_{ji}$ une mutuelle inductance cycliques.

D'où une nouvelle expression des équations (1) et (2)

(1') $$V_1 = (r_1 + j\mathcal{L}_1 \omega) I_1 + j\mathcal{M}'_{21} \omega I_2,$$

(2') $$E_2 = (r_2 + j\mathcal{L}'_1 g\omega) I_2 + j\mathcal{M}_{12} g\omega I_1,$$

avec

$$\mathcal{M}'_{21} = \mathcal{M}_{21} + \mathcal{M}_{31}$$

et

$$\mathcal{L}'_2 = \mathcal{L}_2 + \mathcal{M}_{32}.$$

Le diagramme circulaire peut être construit à partir des trois points correspondant aux valeurs $g = 0$, ∞ et 1.

1° $g = 0$:

$$I_{10} = I'_{10} - \frac{j\mathcal{M}'_{21}}{r_1 + j\mathcal{L}_1\omega}\,\frac{E_2}{r_2} \# I'_{10} - \frac{\mathcal{M}'_{21}}{\mathcal{L}_1}\,\frac{E_2}{r_2},$$

I'_{10} étant le courant à vide du moteur Schrage dont les balais sont en coïncidence sur le collecteur.

2° $g = \infty$:

$$I_{1\infty} = \frac{V_1}{r_1 + jN'_1\omega}, \qquad \text{avec} \quad N'_1 = \mathcal{L}_1 - \frac{\mathcal{M}'_{21}\mathcal{M}_{12}}{\mathcal{L}'_2}.$$

Si les balais sont en court-circuit sur le collecteur, l'enroulement de réglage est sans action :

$$\mathcal{M}_{31} = \mathcal{M}_{32} = 0$$

et

$N'_1 = \mathcal{L}_1 - \dfrac{\mathcal{M}^2_{12}}{\mathcal{L}_2} = N_1$ (inductance des fuites totales du moteur asynchrone correspondant).

3° $g = 1$:

$$I_{11} \# \frac{V_1 - \dfrac{\mathcal{M}'_{21}}{\mathcal{L}'_2}E_2\left(1 + j\dfrac{r_2}{\mathcal{L}'_2\omega}\right)}{\left[r_1 + r_2\dfrac{\mathcal{M}'_{21}\mathcal{M}_{12}}{\mathcal{L}'^2_2}\right] + jN'_1\omega},$$

l'approximation consistant à négliger r_2^2 devant $\mathcal{L}'^2_2\omega^2$.

En poussant plus loin la simplification on peut écrire :

$$I_{11} \# \frac{V_1 - \dfrac{\mathcal{M}'_{21}}{\mathcal{L}'_2}E_2}{\left[r_1 + r_2\dfrac{\mathcal{M}'_{21}\mathcal{M}_{12}}{\mathcal{L}'^2_2}\right] + jN'_1\omega}.$$

Pour analyser l'influence de E_2 sur la vitesse et le facteur de puissance à vide, éliminons I_2 entre les équations (1′) et (2′). Nous avons, en appelant g_v et I_{1v} le glissement et le courant à vide, E_{2a} et E_{2r} les composantes active et réactive de E_2,

$$E_2 = E_{2a} + E_{2r} = r_2\frac{I'_{10} - I_{1v}}{\dfrac{\mathcal{M}'_{21}}{\mathcal{L}_1}} + jg_v\left[\mathcal{L}'_2\omega\frac{I'_{10} - I_{1v}}{\dfrac{\mathcal{M}'_{21}}{\mathcal{L}_1}} + \mathcal{M}_{12}\omega I_{1v}\right].$$

I'_{10} et I_{1v} étant très sensiblement déphasés de $\pi/2$ par rapport à la tension d'alimentation on peut remplacer la relation précédente par les deux égalités

$$E_{2a} = jg_v\left[\mathcal{L}'_2\omega\frac{I'_{10} - I_{1v}}{\dfrac{\mathcal{M}'_{21}}{\mathcal{L}_1}} + \mathcal{M}_{12}\omega I_{1v}\right],$$

$$E_{2r} = r_2\frac{I'_{10} - I_{1v}}{\dfrac{\mathcal{M}'_{21}}{\mathcal{L}_1}}.$$

1° $E_{2r} = 0$ (force électromotrice en phase avec la tension primaire, obtenue

par un décalage symétrique des balais) :

$$I_{1v} = I'_{10} = \frac{V_1}{\Gamma_1 + j\mathcal{L}_1\omega} \# \frac{V_1}{j\mathcal{L}_1\omega},$$

$$g_v = \frac{E_2}{j\mathfrak{M}_{12}\omega I_{1v}} \# \frac{E_2}{\dfrac{\mathfrak{M}_{12}}{\mathcal{L}_1}V_1}.$$

$E_2/(\mathfrak{M}_{12}/\mathcal{L}_1)$ est la valeur de la force électromotrice de réglage ramenée au primaire

2° $E_{2r} \neq 0$ (réglage dissymétrique des balais sur le collecteur). Un calcul simple nous conduit à

$$g_v \# \frac{E_{2a}}{\dfrac{\mathfrak{M}_{12}}{\mathcal{L}_1}V_1} \frac{1}{1 + \dfrac{N'_2\omega}{r_2}\dfrac{E_{2r}}{\dfrac{\mathfrak{M}_{12}}{\mathcal{L}_1}V_1}} \quad \text{où} \quad N'_2 = \mathcal{L}'_2 - \frac{\mathfrak{M}_{12}\mathfrak{M}'_{21}}{\mathcal{L}_1}.$$

Si E_{2r}, sans être nul, n'est pas très important, bien que le courant à vide soit différent de I'_{10} (ce qui se traduit par une modification sensible du facteur de puissance) on retrouve pour g_v l'expression obtenue dans le cas précédent.

On parvient ainsi au résultat classique concernant l'influence de la force électromotrice de réglage :

— la composante active agit sur la vitesse;

— la composante réactive a une action prépondérante sur le facteur de puissance.

(*) Séance du 24 février 1958.

PHOTOGRAPHIE. — *Étude de l'effet Callier et de sa relation avec la granularité des plaques photographiques.* Note de M. **Pierre Vernier**, présentée par M. André Danjon.

On expose une étude expérimentale et théorique de l'effet Callier et l'on explique la nature de la relation qui peut exister entre l'effet Callier et la granularité.

Lorsqu'on mesure la densité d'une plaque photographique, on l'éclaire avec un système optique condenseur et l'on recueille le flux lumineux sortant de la plaque avec un système optique collecteur. La densité D d'une plage S donnée dépend des ouvertures numériques $N \sin\alpha$ du condenseur et $N' \sin\alpha'$ du collecteur.

Eggert et Küster [1] ont trouvé une relation entre le diamètre des grains d'argent développés et le coefficient de Callier Q qui est le rapport entre la densité spéculaire ($N \sin\alpha = N' \sin\alpha' = 0$) et la densité diffuse ($N' = 1$, $\sin\alpha' = 1$, $N \sin\alpha = 0$). Ils ont proposé d'utiliser ce coefficient pour mesurer la granularité des plaques, mais cette méthode n'est pas toujours en accord avec celles qui utilisent la mesure directe des fluctuations de transparence des plaques. Je vais montrer que ce phénomène est prévisible et, dans le cas de plaques exposées à des électrons, très important.

Étude expérimentale. — Pour servir de base à la théorie qui va suivre, j'ai mesuré les variations de densité de plaques exposées à des électrons de 25 kV en fonction de $N \sin\alpha$ et $N' \sin\alpha'$.

J'ai mis en évidence trois résultats qui apparaissaient déjà d'une façon plus ou moins explicite dans les travaux déjà publiés [2] sur des plaques exposées à la lumière et dont une théorie satisfaisante doit rendre compte :

A. La densité pour une valeur donnée de $N' \sin\alpha'$ présente pour $N \sin\alpha = N' \sin\alpha'$ un maximum d'autant plus élevé que $N' \sin\alpha'$ est plus petit.

B. La densité est une fonction symétrique de $N \sin\alpha$ et $N' \sin\alpha'$.

C. Les variations de la densité avec les ouvertures $N \sin\alpha$ et $N' \sin\alpha'$ sont plus rapides pour de faibles ouvertures si la granularité est faible et plus rapides pour de grandes ouvertures si la granularité est forte.

Théorie. — Powell [3] avait calculé le coefficient de Callier dans le cas où $N \sin\alpha = 0$ en admettant que chaque grain d'argent diffusait la lumière comme s'il était seul dans l'émulsion. J'ai assimilé chaque plaque à une lame à faces parallèles surmontée d'un écran infiniment mince, parfaitement opaque aux points recouvert par de l'argent et parfaitement transparent aux autres points. Sur chaque plaque, j'avais collé au baume du Canada une lamelle couvre-objet. D'autre part j'ai pu vérifier que l'épaisseur absorbante de l'émulsion développée était très faible (moins de 2 μ pour des plaques nucléaires). Le modèle utilisé devrait donc représenter particulièrement bien les plaques dans les conditions où je les ai mesurées.

Soient :

$T = 10^{-D}$, la transparence de la surface S de plaque à mesurer;

$f(x, y)$, une fonction nulle si le point de coordonnées x, y de la surface de l'émulsion est recouvert par de l'argent, égale à 1 dans le cas contraire;

$\Psi(x, y)$, une fonction égale à 1 si le point (x, y) est dans la plage S à mesurer, nulle dans le cas contraire;

$\Gamma(x_1, y_1; x_2 y_2)$, le degré de cohérence [4] de la lumière aux points (x_1, y_1) et (x_2, y_2);

$\Gamma'(x_1, y_1; x_2, y_2)$, le degré de cohérence de la lumière que recevraient les points (x_1, y_1) et (x_2, y_2) si la pupille d'entrée du collecteur était une source uniforme de lumière.

J'ai montré que

$$(1)\quad T=\frac{\left\{\begin{array}{l}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\Gamma(x_1y_1;x_2y_2)\Gamma'(x_1y_1;x_2y_2)\psi(x_1y_1)\psi(x_2y_2)\\ \times f(x_1y_1)f(x_2y_2)\,dx_1\,dy_1\,dx_2\,dy_2\end{array}\right\}}{\left\{\begin{array}{l}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\Gamma(x_1y_1;x_2y_2)\Gamma'(x_1y_1;x_2y_2)\psi(x_1y_1)\\ \times\psi(x_2y_2)\,dx_1\,dx_2\,dy_1\,dy_2\end{array}\right\}}.$$

En supposant que la lumière fournie par le condenseur puisse être assimilée à une lumière monochromatique de longueur d'onde λ, le condenseur et le collecteur étant des systèmes centrés on a ([4])

$$(2)\qquad \Gamma=\frac{J_1(k\rho)}{k\rho},\qquad \Gamma'=\frac{J_1(k'\rho)}{k'\rho},$$

avec

$$k=\frac{2\pi}{\lambda}N\sin\alpha,\qquad k'=\frac{2\pi}{\lambda}N'\sin\alpha',\qquad \rho^2=(x_1-x_2)^2+(y_1-y_2)^2.$$

Si la surface S est assez grande, $G(\rho)$ étant la probabilité pour que deux points pris au hasard sur la plaque à la distance ρ l'un de l'autre ne soient couverts ni l'un ni l'autre par de l'argent, il résulte des formules (1) et (2) que

$$(3)\qquad D=\operatorname{colog}_{10}K\int_0^{\infty}\frac{1}{\rho}J_1(k\rho)J_1(k'\rho)G(\rho)\,d\rho,$$

avec

$$K=\frac{2k}{k'}\quad\text{si}\quad k\geqq k',$$

$$K=\frac{2k'}{k}\quad\text{si}\quad k'\geqq k.$$

$G(\rho)$ est une fonction non croissante qui devient sensiblement stationnaire et égale à $G^2(0)$ dès que ρ dépasse le diamètre maximum de la trace produite par un électron. Dans ces conditions les résultats expérimentaux A, B et C énoncés plus haut peuvent être démontrés à partir de la formule (3).

J'ai pu montrer que, si les dimensions de la surface S sont grandes devant celles de la trace d'un électron, l'écart quadratique moyen relatif ($\Delta T/T$) de la transparence d'une surface S de plaque était liée à la fonction $G(\rho)$ par la relation

$$(4)\qquad \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2=\left(\frac{q^2}{S}\right)\int_0^{\infty}\left[\frac{G(\rho)}{G^2(0)}-1\right]2\pi\rho\,d\rho,$$

q étant le rapport de la densité d'une grande surface de plaque à la quantité $\operatorname{colog}_{10}G(0)$. q peut être calculé par la formule (3) et est toujours compris entre 1 et 2.

Des formules (3) et (4) il résulte que la granularité et l'effet Callier peuvent

être calculés à partir de la même fonction G(ρ), Mais G(ρ) intervient avec un poids supérieur pour les faibles valeurs de ρ dans l'effet Callier et pour les grandes valeurs de ρ dans la granularité. Si la fonction G(ρ), pour une densité diffuse donnée, ne dépendait que du diamètre moyen des grains d'argent développés, il y aurait donc une relation bien définie entre la granularité et l'effet Callier. Mais ceci n'est qu'une approximation pour des plaques exposées à la lumière puisque G(ρ) dépend de la répartition des diamètres des grains d'argent. Pour des plaques exposées à des électrons, G(ρ) dépend de l'énergie des électrons et de la proportion de bromure d'argent dans l'émulsion. L'étude de l'effet Callier fournit alors des indications sur le diamètre des grains d'argent ou celui des traces produites par les électrons suivant que les grains d'argent produits par un électron sont éloignés les uns des autres ou forment une masse compacte.

(1) EGGERT et KÜSTER, *Kinotechnik*, 16, 1934, p. 127; *voir* aussi : FRIESER, *Science et Industrie photographique*, 28, 1957, p. 436.
(2) GÖRISCH, *Z. Wiss Phot.*, 48, 1953, p. 85; MEES, *The theory of photographic process*, 1954.
(3) POWELL, *J. phot. Sc.*, 4, 1956, p. 120.
(4) HOPKINS, *J. Opt. Soc. Amer.*, 47, 1957, p. 508.

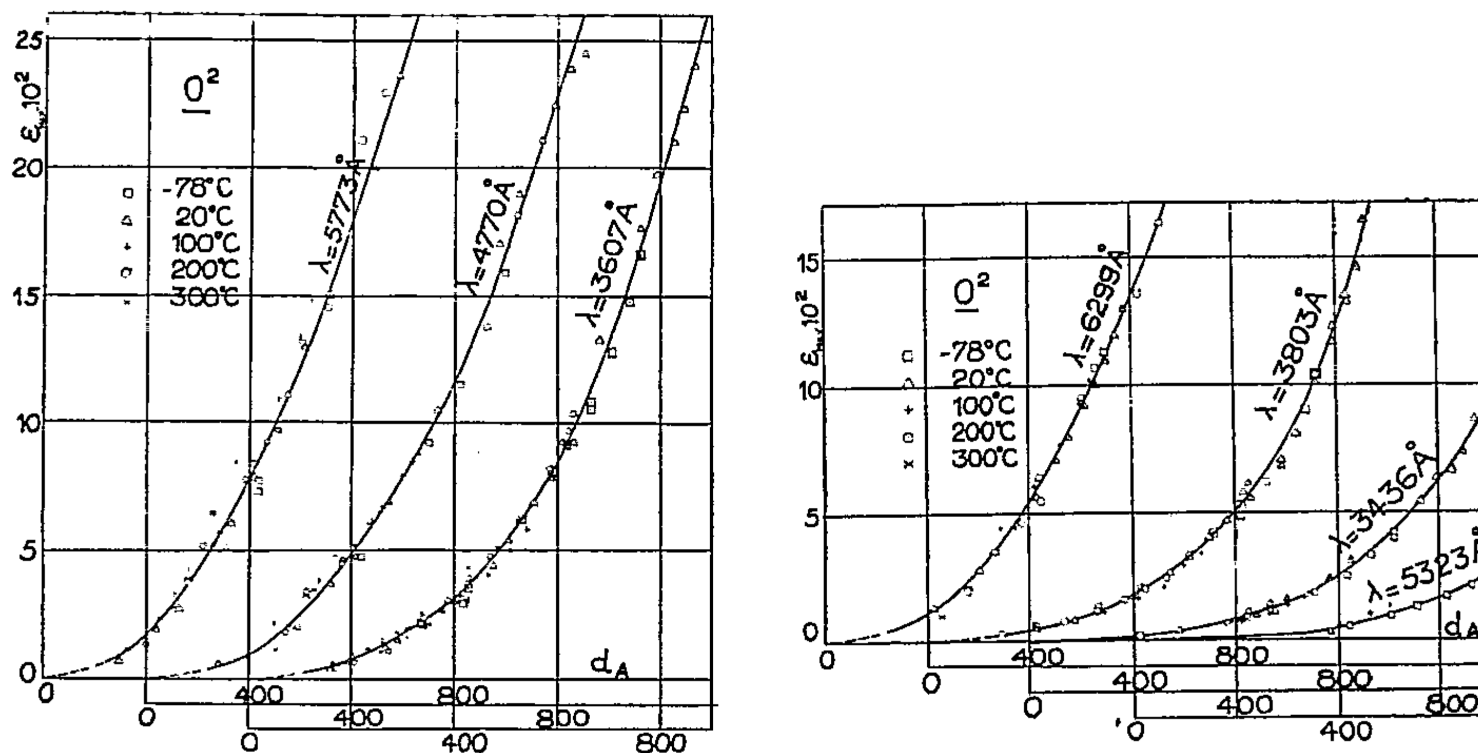
SPECTROSCOPIE. — *Effet de pression et de température sur les bandes du spectre de l'oxygène pur entre 2 400 et 6 500 Å.* Note (*) de M. **JEAN ROBIN**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'intensité intégrée des bandes situées entre 3 000 et 6 500 Å, aux très fortes pressions, croît plus vite que le carré de la densité relative ρ et augmente avec la température. Entre 2400 et 3060 Å la structure de triplet disparaît très rapidement lorsque la température croît. Aux fortes densités gazeuses le système de bandes triples $^3\Delta_u - {}^3\Sigma_g^-$ est remplacé par des bandes analogues à celle du spectre O^2 liquide.

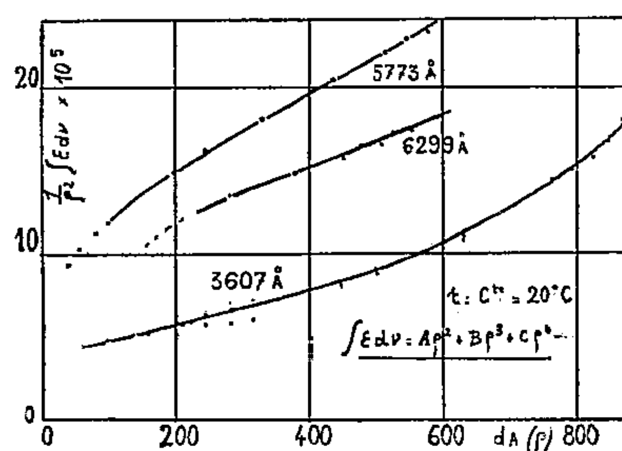
Les divers systèmes de bandes apparaissant dans le spectre d'absorption de l'oxygène gazeux comprimé ont été étudiés depuis longtemps par de nombreux auteurs et notamment par Finkelburg et Steiner (1) et Salow (2) à des pressions relativement basses.

Nous donnons quelques résultats à pressions plus élevées, faisant suite à ceux que nous avons publiés antérieurement (3), (4) et relatifs ici : 1° au système de transitions doubles simultanées dans les molécules $(O^2)^2$ (de 3 000 à 6 500 Å) dont nous avons poursuivi l'étude jusqu'à 5 000 atm à température ordinaire et jusqu'à 1 500 atm à des températures allant de —78 à +300° C, et 2° au système de bandes triples $^3\Delta_u - {}^3\Sigma_g^-$ (de 2 400 à 3 060 Å) induites par chocs dans une molécule O^2 sur lequel nous avons étudié l'effet de la densité et de la température.

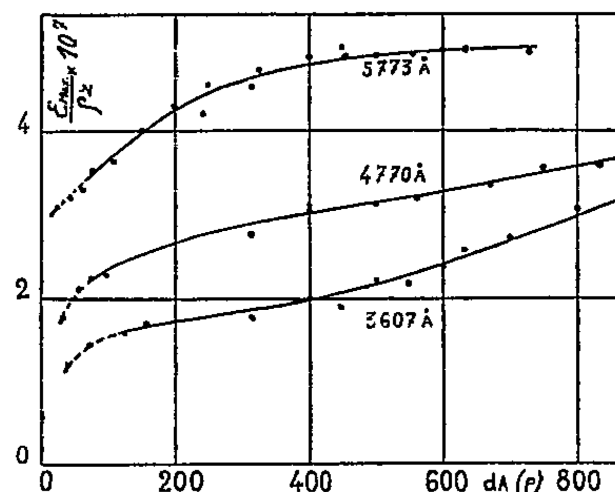
1° *Transitions doubles simultanées dans les molécules* $(O^2)^2$. — Jusqu'à 5000 atm le coefficient d'extinction $\varepsilon_{max} = 1/l \log_{10}(I_0/I)$ ou maximum des différentes bandes croît rapidement avec la densité relative ρ, même un peu plus vite que ρ^2 ainsi que le montrent les figures 1 et 3.



– Fig. 1 –



. Fig. 2 .



. Fig. 3 .

Les différentes bandes de ce groupe ayant des comportements analogues, nous raisonnerons par la suite sur une seule d'entre elles, la bande 3607 Å. On peut remarquer également sur la figure 1 que l'augmentation de ε_{max} avec la température est très faible.

La figure 4 montre que les bandes s'élargissent un peu lorsque la pression croît. De 100 à 600 amagats environ, on peut assez bien représenter la variation de $\int \varepsilon \, d\nu$ par une expression de la forme $A\rho^2 + B\rho^3$. Pour les densités supérieures, il est nécessaire d'ajouter un terme en ρ^4 (*fig.* 2).

Sur la figure 5, nous avons représenté quelques profils de la bande 3607 Å à température variable et à densité constante (sauf à 300° C). L'élargissement en fonction de T est très net et cela, ajouté à un léger accroissement de ε_{max} avec

T donne une augmentation de $\int \varepsilon\, d\nu$ sensiblement linéaire avec celle de T. Ainsi, pour cette bande, et pour une même densité de 420 amagats : $\int \varepsilon\, d\nu_{(-78^\circ\mathrm{C})} \simeq 11\ \mathrm{cm^{-1}/cm}$ et $\int \varepsilon\, d\nu_{(+300^\circ\mathrm{C})} \simeq 26\ \mathrm{cm^{-1}/cm}$.

2° *Système des bandes triples* ${}^3\Delta_u - {}^3\Sigma_g^-$. — Nous savons que (²), au-delà de quelques atmosphères ce système de bandes triples se superpose au système ${}^3\Sigma_u^+ - {}^3\Sigma_g^-$ des bandes de Herzberg puis devient prépondérant et apparemment le remplace. La composante de plus grande longueur d'onde de chaque bande

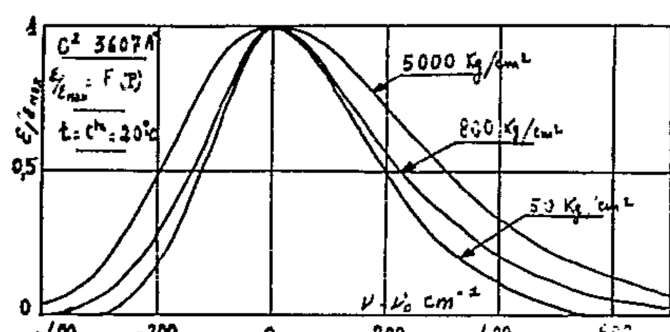


Fig. 4.

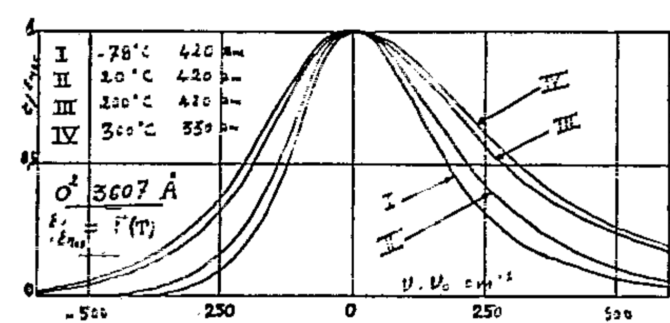


Fig. 5

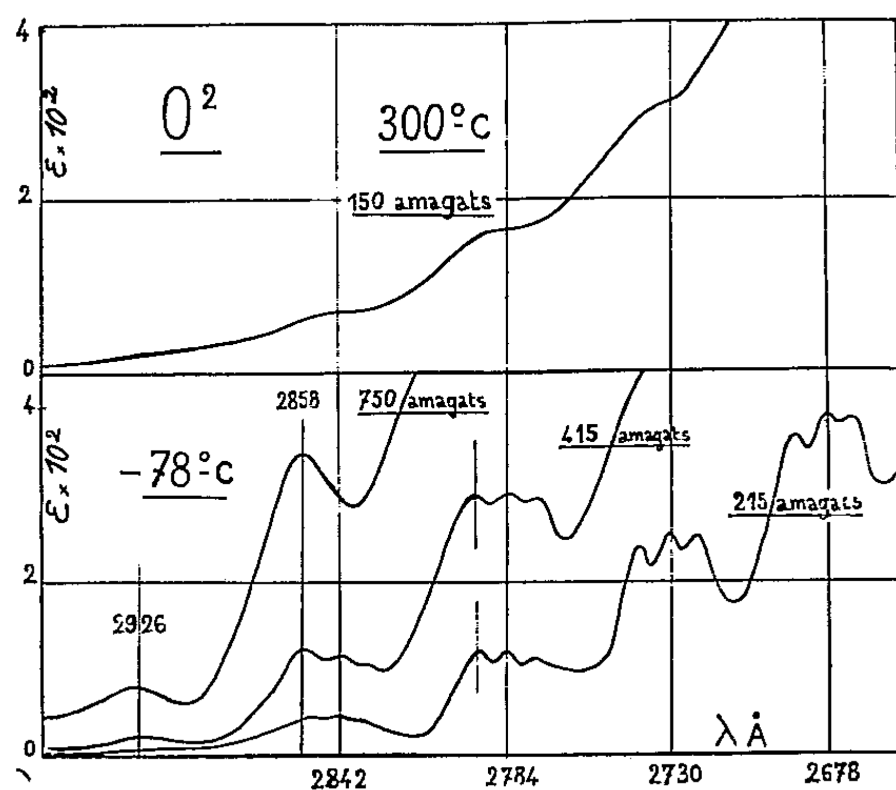


Fig. 6

triple correspond à peu près à la longueur d'onde moyenne d'une bande de Herzberg. Les intensités des maxima de ces bandes triples croissent comme le carré de la densité relative ρ jusque vers 400 amagats à température ordinaire puis un peu plus vite que ρ^2. La structure de triplet diminue lorsque la densité relative croît et aux fortes densités, on ne peut séparer l'intensité propre des bandes triples de celle de l'absorption continue qui s'y ajoute.

La figure 6 montre que l'effet de la température est moins considérable sur l'absorption que sur la structure de triplet qui est déjà presque disparue à 150 amagats et 300° C (⁵). A — 78° C, cette structure étant encore visible à des densités relatives de 500 amagats jusqu'au triplet (2855, 2847, 2832 Å), on voit apparaître de nouvelles bandes situées vers 2795, 2858 et 2926 Å qui se superposent à la composante de plus grande longueur d'onde des bandes triples correspondantes. A 750 amagats et — 78° C la structure triple n'existe plus : seules les bandes 2795, 2858 et 2926 Å précitées demeurent. Il est vraisemblable que ces bandes du domaine des très fortes densités d'oxygène gazeux correspondent aux bandes du spectre de l'oxygène liquide (816 amagats) dont les longueurs d'onde sont très voisines.

Le fait que, lorsque la densité croît on passe successivement des bandes de Herzberg aux bandes triples puis aux très fortes densités à des bandes analogues à celles de O^2 liquide et que les termes se correspondent dans chaque système, permet de penser que l'origine de ces trois systèmes pourrait être la même. Or, dans l'oxygène liquide, il a montré récemment [6] que la première bande du système de transitions électroniques existant dans cette région ultraviolette du spectre doit être la bande 3 060 Å. Les bandes 2 926, 2 958 et 2 795 Å observées par nous dans l'oxygène fortement comprimé correspondraient aux termes 2, 3 et 4 de ce système. La supposition faite plus haut sur la correspondance entre les bandes à fortes et faibles pressions conduirait en outre à considérer le terme O—O du système $^3\Sigma_u^+ + {}^3\Sigma_g^-$, situé vers 2 795 Å, comme le terme (4-0) du système.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) W. Finkelnburg et W. Steiner, *Z. Physik*, 79, 1932, p. 69.

(2) H. Salow, *Dissertation*, Berlin, 1935.

(3) J. Robin et S. Robin, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 331.

(4) J. Robin, M. Desmaret et F. Ubelmann, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1750. (Nous rappelons que dans la troisième phrase du texte de cette Note, par suite d'une omission, il convient de lire : « Nous nous intéressons ici aux bandes 7 620 et 6 880 Å *d'un troisième groupe s'étendant de* 13 000 *à* 6 500 Å*; les bandes de ce groupe étant* attribuées à des transitions interdites $^1\Delta - {}^3\Sigma$ et $^1\Sigma - {}^3\Sigma$ dans les molécules O^2, ... ».)

(5) A. Herzog et W. Wieland avaient déjà constaté, à 1 100°C et sous quelques amagats, une disparition de la structure de bandes triples (*Helv. Phys. Acta*, 23, 1950, p. 432.)

(6) V. I. Dianov-Klokov, *Opt. i Spektrosk. S.S.S.R.*, 1, (5), 1956, p. 650.

PHYSIQUE DES SOLIDES. — *Calcul des bandes d'énergie d'un solide avec interaction spin-orbite.* Note (*) de M. **Daniel Saint-James**, transmise par M. Francis Perrin.

On donne une méthode de détermination des bandes d'énergie d'un solide dans le cas de l'interaction spin-orbite, quel que soit l'ordre de grandeur de celle-ci.

1. Slater et Saffren [1] ont proposé une méthode d'approximation pour le calcul des bandes d'énergie d'un électron sans spin. Cette méthode a été étendue au cas où il existe une interaction spin-orbite.

Les hypothèses sont les suivantes :

a. à l'intérieur de sphères S_i non sécantes, de rayon r_i entourant chaque atome $\vec{R}_i$ le potentiel est radial. L'équation de Schrödinger est (l'origine étant en $\vec{R}_i$)

$$(1)\qquad \left(-\nabla^2 + V(r) + \lambda(r)\vec{l}.\vec{s}\right)\Psi = E\Psi;$$

b. à l'extérieur des sphères le potentiel $V(r)$ et par conséquent $\lambda(r)$ sont nuls.

Pour résoudre le problème ainsi posé on cherchera un système de fonctions de base :

a. satisfaisant à l'équation de Schrödinger à l'intérieur et à l'extérieur des sphères;

b. continues sur les sphères S_i.

On choisira comme nombres quantiques le carré et la composante z du moment cinétique total

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}.$$

La solution pourra alors être développée en fonctions propres, communes à

$$\vec{j}^2 = j(j+1), \qquad j_z = m, \qquad \vec{l}^2 = l(l+1).$$

On l'écrira

$$\Psi = \sum_{j,m} A_{j,m}(r)\,|j,\, m\rangle. \tag{2}$$

2. *a.* A l'extérieur, on peut choisir comme solution « l'onde plane »

$$e^{i\vec{k}.\vec{R}}(\alpha_{\vec{k}}\,|+\rangle + \beta_{\vec{k}}\,|-\rangle). \tag{3}$$

Le référentiel étant fixé à l'origine des coordonnées, $\vec{k}$ étant l'axe des z. Cette procédure ne permettra pas de raccorder les dérivées sur les sphères S_i. Il en résultera une discontinuité qui contribuera à l'énergie de la fonction d'onde (onde plane corrigée) formée.

b. A l'intérieur, comme j peut prendre les deux valeurs $l \pm 1/2$, l'équation (1) se décomposera en deux équations radiales ($\pm$ suivant la valeur de j) et l'onde plane corrigée s'écrira

$$\begin{aligned}\Psi = {} & \varepsilon\, e^{i\vec{k}.\vec{R}}(\alpha_{\vec{k}}\,|+\rangle + \beta_{\vec{k}}\,|-\rangle) \\ & + \sum_i \varepsilon_i \sum_l \Big\{ \sqrt{l+1}\Big(a_{il}^{+}\Big|\, l+\frac{1}{2},\, \frac{1}{2}\Big\rangle + b_{il}^{+}\Big|\, l+\frac{1}{2},\, -\frac{1}{2}\Big\rangle\Big) u_{il}^{+}(r,\, E_{il}^{+}) \\ & \qquad + \sqrt{l}\Big(a_{il}^{-}\Big|\, l-\frac{1}{2},\, \frac{1}{2}\Big\rangle + b_{il}^{-}\Big|\, l-\frac{1}{2},\, -\frac{1}{2}\Big\rangle\Big) u_{il}^{-}(r,\, E_{il}^{-}) \Big\},\end{aligned} \tag{4}$$

$u_{il}^{\pm}(r,\, E_{il}^{\pm})$ sont les solutions régulières et correctement normées des deux équations radiales, pour les paramètres $E_{il}^{\pm}$; $a_{il}^{\pm}$ et $b_{il}^{\pm}$ sont des constantes déterminées par l'équation de continuité.

$\varepsilon = 0$ à l'intérieur des sphères, 1 à l'extérieur;

$\varepsilon_i = 1$ à l'intérieur de la sphère S_i, 0 à l'extérieur.

On écrit l'équation de normalisation de la fonction d'onde (4), et celle donnant l'énergie E de cette onde (compte tenu du terme de surface, contribution de la discontinuité des dérivées). La combinaison de ces équations conduit à une relation entre E, $|\vec{k}|^2$ (énergie de l'onde plane) et les paramètres $E_{il}^{\pm}$. Un calcul variationnel prouve que E est extrémale si l'on fait

$$E_{il}^{+} = E_{il}^{-} = E. \tag{5}$$

On en déduit une relation entre E et $|\vec{k}|^2$ qui permet de déterminer les ondes planes corrigées de la forme (4) utilisées dans la suite du calcul. C'est-à-dire

$$(6)\quad \Omega\left(E-|\vec{k}|^2\right)=\sum_{i,l}4\pi r_i^2 j_l(kr_i)\left[(l+1)\frac{d\log u_{\text{I}}^+(r,E)}{dr}+\frac{l\,d\log u_{\text{II}}^-(r,E)}{dr}\right]_{r=r_i},$$

Ω est le volume extérieur aux sphères.

Cette équation se réduit à celle de Slater-Saffren si l'interaction spin-orbite est nulle.

3. Pour calculer l'énergie de la bande, on développera la fonction solution de l'équation de Schrödinger générale du solide en série de fonctions de la forme (4), pour des vecteurs $\vec{k}_0+\vec{M}$ où $\vec{M}$ est une translation du réseau réciproque :

$$(7)\qquad \Psi(\vec{k}_0)\sum_{\vec{M},n}a_{\vec{M}}^n\Psi\left(\vec{k}_0+\vec{M},\,E_{\vec{M}}^n\right).$$

Deux indices sont nécessaires pour l'énergie des ondes planes corrigées, car l'équation implicite (6) fait correspondre plusieurs valeurs de E à une valeur de $\vec{k}$.

L'axe de quantification étant choisi une fois pour toutes, les constantes $\alpha_{\vec{M}}$ et $\beta_{\vec{M}}$ qui apparaissent dans (4) (remplaçant $\alpha_{\vec{k}}$ et $\beta_{\vec{k}}$), peuvent s'exprimer en fonction de α_0 et β_0 $(\vec{M}=0)$. On groupera dans (4) les parties ne dépendant que de α_0 et celles ne dépendant que de β_0. (7) devient

$$(7')\qquad \Psi(\vec{k})=\sum_{\vec{M},n}A_{\vec{M}}^n\varphi_{\alpha_0}(\vec{k}_0+\vec{M})+\sum_{\vec{M}}B_{\vec{M}}^n\varphi_{\beta_0}(\vec{k}_0+\vec{M}).$$

L'équation caractéristique obtenue sera donc de degré double de celui de l'équation de l'électron sans spin (ce qui correspond à la dégénérescence $2s+1=2$ de ce dernier). Elle se réduit à celle-ci, si l'interaction spin-orbite est nulle.

Elle est un carré parfait si le système cristallin possède un centre de symétrie.

Les éléments de matrice s'intègrent aisément. Ils ne dépendent que de $(d\log u_{\text{II}}^{\pm}/dr)_{r=ri}$.

4. Le calcul qui précède ne contient aucune hypothèse sur l'ordre de grandeur de l'interaction spin-orbite qui n'est jamais traitée comme une pertubation. Des applications sont en cours pour un certain nombre de métaux.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) SLATER, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 600 et suiv.; SLATER et SAFFREN, *Phys. Rev.*, 92, 1953, p. 1127 et suiv.

PHOTOCONDUCTIBILITÉ. — *Photoconductibilité de l'oxyde de calcium.* Note (*) de MM. **Joseph Janin** et **Louis Cotton**, transmise par M. Jean Cabannes.

Une analyse détaillée des propriétés optiques de l'oxyde de calcium activé par le plomb seul ou par le plomb associé au manganèse ou à l'une des terres rares Sm, Pr, Eu a été publiée antérieurement ([1]). Afin de compléter les résultats obtenus et de vérifier les hypothèses proposées, nous avons étudié la photoconductibilité des produits suivants : CaO pur, CaO (1 % Pb), CaO (0,2 % Mn), CaO (1 % Pb, 0,3 % Mn) et CaO (0,5 % Pb, 0,1 % Sm).

La substance sous forme pulvérulente est disposée en couche mince (épaisseur, 0,4 mm, surface, 415 mm^2) entre une plaque et une grille de laiton nickelées, auxquelles est appliquée une tension convenable; l'ensemble se trouve sous vide. Le dispositif de mesure a été décrit dans une Note précédente ([2]).

Les principaux résultats sont les suivants :

1° Les produits étudiés ne sont pas photoconducteurs lorsqu'on les soumet à l'action de la radiation 2 537 Å, qui excite la phosphorescence et fait partie du spectre d'excitation des centres plomb. Pour un flux incident de 1,5 μW, le photocourant est certainement inférieur à 10^{-15} A sous 210 V. L'excitation par la radiation $\lambda = 1850$ Å, crée au contraire une photoconductibilité appréciable aussi bien dans l'échantillon non activé que dans les autres. Le photocourant dépend peu de l'activateur; il est voisin de 5.10^{-14} A pour une tension de 100 V et un flux de 0,1 μW. Ainsi se trouve confirmée l'attribution au réseau de base de la bande d'absorption de longueur d'onde inférieure à 2 000 Å.

2° Pour les tensions utilisées, comprises entre 0 et 210 V, le photocourant suit approximativement la loi d'Ohm; la courbe $I = f(V)$ est, en effet, une droite passant par l'origine. Le courant d'obscurité est faible et la polarisation peu importante, comme le montre la forme des courbes donnant l'intensité du photocourant sous excitation en fonction du temps.

3° Le photocourant est peu sensible à l'action de l'infrarouge qui produit, au contraire, une très forte exaltation de l'émission de phosphorescence des échantillons de chaux activés par le plomb; cette stimulation optique ne présente ni inertie ni déclin. Lorsqu'on irradie la poudre par l'infrarouge, quelques secondes après la fin de l'excitation, on observe une augmentation progressive et très faible de la conductibilité, qui atteint une valeur maximum au bout d'une vingtaine de secondes, puis diminue lentement. Au moment où le flux stimulateur est supprimé, le courant augmente à nouveau légèrement avant de décroître régulièrement. Ces observations montrent que l'infrarouge agit de façon différente sur l'émission lumineuse et sur la photoconductibilité.

4° Dans le cas de CaO (Pb, Sm), on n'a décelé aucune variation du photocourant en soumettant la substance préalablement excitée à l'action d'un

rayonnement de longueur d'onde $\lambda = 3650 Å$. Nous rappellerons que dans de telles conditions, la phosphorescence de ce produit est assez fortement stimulée et que cette stimulation se distingue de la précédente par une inertie et par un déclin très nettement visibles.

La comparaison des propriétés électriques ci-dessus et des propriétés optiques décrites antérieurement conduit aux conclusions suivantes :

1° Lorsque la substance est excitée dans les bandes attribuées au plomb, les mécanismes électroniques responsables de la luminescence sont limités aux centres activateurs. Ce résultat confirme l'hypothèse suivant laquelle les pièges intervenant dans la phosphorescence de l'oxyde de calcium activé par le plomb sont directement liés aux centres Pb ([1]) auxquels on doit attribuer de grandes dimensions ([3]).

2° La sensibilisation par le plomb de l'émission du deuxième activateur ne fait pas intervenir de déplacement d'électrons dans le réseau, ni probablement de migration des trous. Il s'agit vraisemblablement d'un transfert d'énergie par résonance, comme l'étude des propriétés optiques le laissait supposer.

3° La stimulation optique par l'infrarouge semble n'intéresser que les électrons fixés dans les pièges liés aux centres plomb. Les faibles variations du photocourant observées sous irradiation infrarouge peuvent s'expliquer par l'existence de deux effets antagonistes : libération d'un petit nombre d'électrons (ou de trous) des états pièges liés au réseau et diminution de la conductibilité par recombinaison des électrons et des trous. Ce dernier phénomène, qui fait intervenir les centres extincteurs du cristal est probablement plus lent que le premier ([4]). Quant au léger accroissement du courant observé après la suppression du flux excitateur, il peut provenir d'une redistribution, sous l'action de l'infrarouge, des porteurs de charge entre les différents pièges du réseau, au profit de ceux dont l'énergie d'activation est faible.

4° Il ne semble pas que la stimulation par l'ultraviolet de l'émission de CaO(Pb, Sm) s'accompagne d'un passage des électrons dans la bande de conductibilité. Le rayonnement stimulateur paraît provoquer une désexcitation sans émission des centres Pb, comme dans le mécanisme décrit par Kallmann ([5]). La recapture des électrons par les pièges peu profonds, qui a été mise en évidence par des expériences de thermoluminescence, deviendrait alors plus probable, et, finalement, l'énergie de recombinaison des trous libérés et des électrons serait transmise aux centres Sm^{+++} émetteurs.

(*) Séance du 3 mars 1958.

([1]) JANIN, CROZET et CLERC, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 934; JANIN et CROZET, *J. Phys. Rad.*, 13, 1952, p. 91 S; CROZET, FIGUET et JANIN, *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 12 S; CROZET, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 46 S; CROZET et JANIN, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1031; CROZET, *Thèse*, Lyon, 1954.

([2]) JANIN et COTTON, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 580.

(3) EWLES et LEE, *Meeting Electrochem. Soc.*, 1952, p. 53; *J. Electron. Chem. Soc.*, 100, 1953, p. 392.

(4) ROSE, *Photoconductivity Conference*, J. Wiley, New-York, 1954, p. 3.

(5) KALLMANN, KRAMER et PERLMUTTER, *Phys. Rev.*, 99, 1955, p. 391; KALLMANN, *Comptes rendus du Colloque C. N. R. S.*, Paris, 1956, p. 179.

RÉSONANCE NUCLÉAIRE. — *Signaux de résonance nucléaire obtenus par polarisation dynamique.* Note (*) de M. **ANDRÉ LANDESMAN**, présentée par M. Francis Perrin.

La résonance nucléaire de ^{19}F et de ^{7}Li a pu être observée, dans un champ magnétique de 72 Oe, grâce à une méthode de polarisation dynamique décrite dans une note antérieure (1).

Dans un échantillon contenant des spins nucléaires I et des spins électroniques S, si l'on sature une fréquence de résonance des spins électroniques, il apparaît une polarisation dynamique $\langle I_z \rangle$ des spins I donnée par (1)

$$\langle I_z \rangle = I_0 - f\rho[\langle S_z \rangle - S_0],$$

où

$\langle I_z \rangle$ et $\langle S_z \rangle$ sont les polarisations normalisées des spins I et S, égales aux valeurs moyennes des grandeurs I_z et S_z divisées respectivement par $I(I+1)$ et $S(S+1)$;

I_0 et S_0 sont les polarisations normalisées à l'équilibre thermique; f est le coefficient de fuite, $f = 1 - T_1/T_{10}$;

T_{10} est le temps de relaxation correspondant à des mécanismes de relaxation nucléaire autres que le couplage avec les spins électroniques;

ρ est un coefficient sans dimension qui, pour un couplage dipolaire entre les spins et dans l'hypothèse d'un mouvement relatif électron-noyau très rapide (spectre blanc) vaut 1/2.

On a utilisé un appareil permettant de faire des études dans un champ magnétique continu allant jusqu'à 100 Oe, créé par deux bobines en position de Helmholtz. Le spectromètre de résonance nucléaire est constitué d'un générateur H. F. et d'un amplificateur montés en Q-mètre (gain de l'amplificateur : 5 000, bande passante : 1 MHz environ, sortie continue). La courbe de résonance s'observe sur un oscilloscope, par balayage linéaire lent du champ magnétique. L'échantillon a un volume de 0,4 cm³. Le champ H. F. intense, nécessaire pour la saturation des spins électroniques est produit par un émetteur 200 MHz, d'une puissance d'environ 50 W, dans une cavité résonnante, qui a un coefficient de surtension meilleur qu'une boucle accordée.

On a étudié des solutions de nitrosodisulfonate de potassium $NO(SO_3)_2K_2$,

dont les trois raies électroniques présentent une largeur de moins de 1 Oe pour les concentrations utilisées.

Aux champs magnétiques où l'on opère on peut voir, sans polarisation dynamique, le signal des protons de l'eau, ce qui permet de calibrer la quantité I_0. Les raies de la figure 1 obtenues avec les protons d'une solution préalablement désoxygénée avec et sans polarisation dynamique, permettent

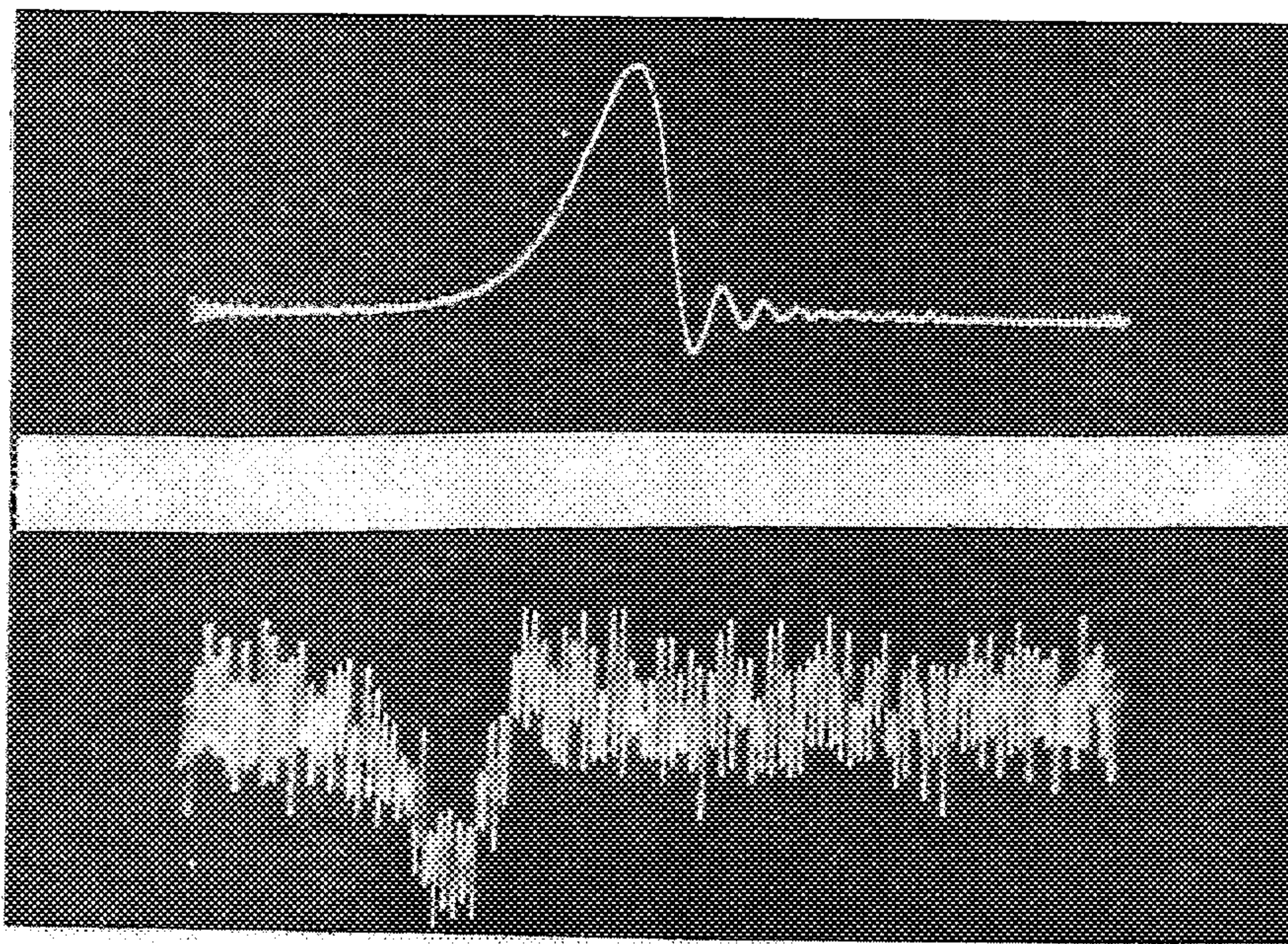


Fig. 1.
Amplitude de balayage : 20 mOe. Vitesse de balayage : 10 mOe/s.
Saturation à 208 MHz, 72 Oe, de la raie électronique qui correspond, à champ bas, à la transition $F = 3/2$, $m_F = 1/2 \leftrightarrow F = 1/2$, $m_F = -1/2$.
En haut : protons avec polarisation dynamique : sensibilité 1/50.
En bas : protons sans polarisation dynamique : sensibilité 1.
On notera le renversement du signal.

de déterminer un rapport $\langle I_z \rangle / I_0$ de l'ordre de -100. Ce rapport est conforme aux prévisions théoriques, ce qui montre que les fuites sont négligeables; il est négatif, le proton et l'électron ayant des moments magnétiques opposés. Il convient de noter, sur le cliché obtenu sans polarisation dynamique, que l'épaisseur de la trace correspond non à du bruit thermique mais à une ondulation parasite à 50 Hz.

On a observé la polarisation dynamique sur d'autres spins nucléaires. Pour que la polarisation soit importante, les spins I doivent avoir, en l'absence des spins électroniques, compte tenu des concentrations de radical libre utilisées, un temps de relaxation supérieur à 1 s. Ceci exclut, pour le fluor, les solutions de fluorures qui, par suite d'échange chimique, ont un temps de relaxation

inférieur à 100 ms ([2]); on a donc eu recours à des composés organiques fluorés tels que $C_6H_4(CF_3)_2$ pour lequel on a observé l'effet (*fig.* 2). La largeur des raies observées, de l'ordre de 2 mOe, est due à l'inhomogénéité du champ magnétique; en opérant dans des conditions où la saturation nucléaire est négligeable, on peut par comparaison des signaux obtenus à la même fréquence, avec des spins différents, faire une détermination rapide de I_0, même pour des

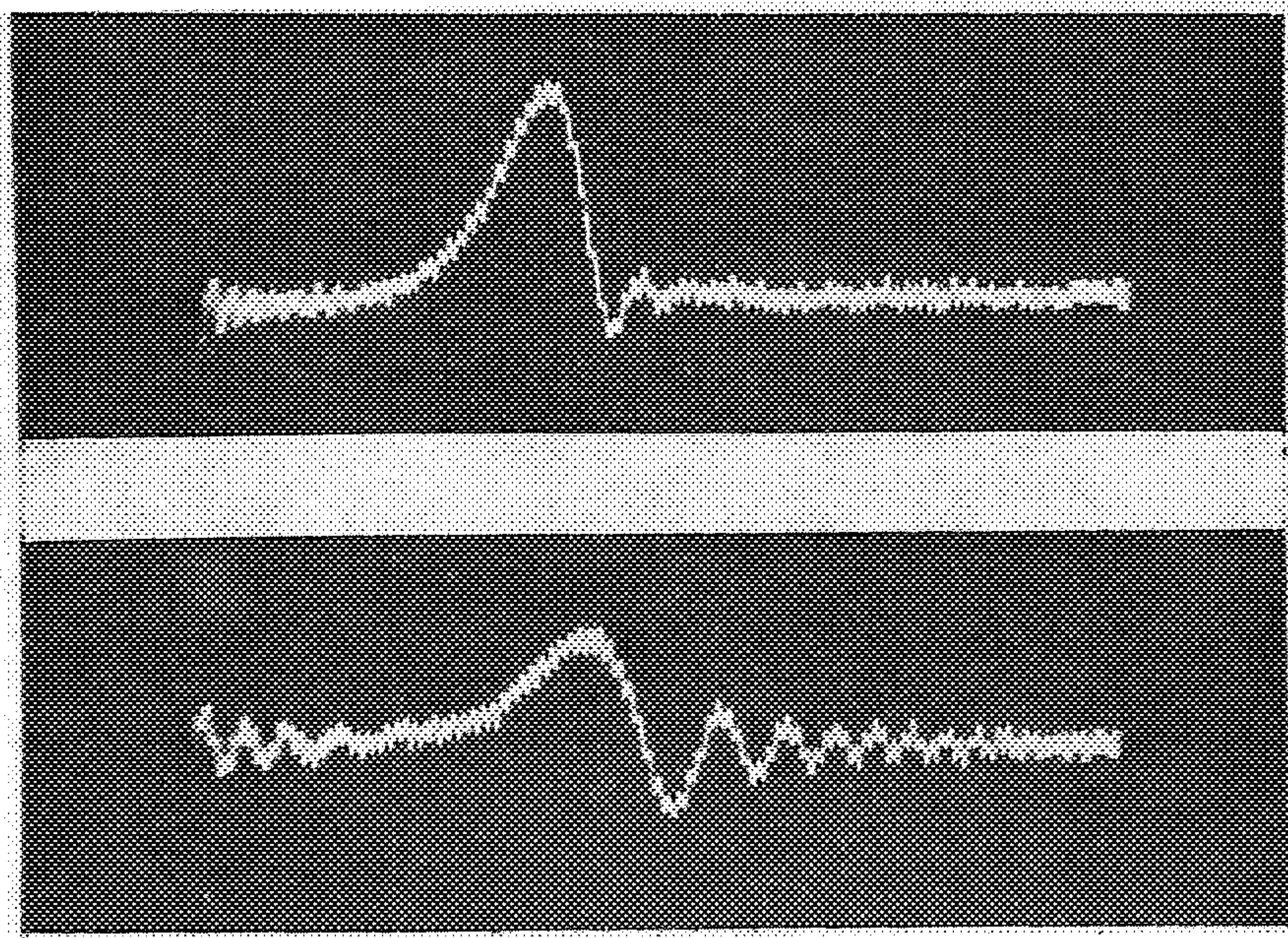


Fig 2. — Mêmes conditions expérimentales que pour la figure 1.
En haut : ^{19}F avec polarisation dynamique : sensibilité 1/5.
En bas : ^{7}Li avec polarisation dynamique : sensibilité 1/5.

noyaux dont la résonance magnétique est inobservable sans polarisation dynamique. Pour le fluor, dans $C_6H_4(CF_3)_2$ (*fig.* 2), cette méthode a donné un rapport $\langle I_z \rangle / I_0 = -35$, au lieu de -100, ce que nous expliquons par un coefficient de fuite de l'ordre de 0,35.

On a également observé, dans une solution saturée de lithine, la polarisation dynamique de ^{7}Li (*fig.* 2) dont la raie est invisible sans cet effet. Par la méthode ci-dessus on a déterminé ainsi le rapport $\langle I_z \rangle / I_0$, égal à -80, au lieu du rapport -270 théorique. On évalue ainsi le coefficient de fuite à 0,3, qu'on peut attribuer à une relaxation quadrupolaire de ^{7}Li.

(*) Séance du 3 mars 1958.
(1) A. Abragam; J. Combrisson et I. Solomon, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 157.
(2) I. Solomon et N. Bloembergen, *J. Chem. Phys.*, 25, 1956, 261.

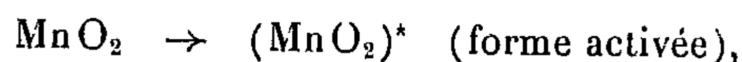
(*Commissariat à l'Énergie Atomique, Saclay.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Interprétation de l'énergie d'activation de dissociation du bioxyde de manganèse.* Note (*) de MM. **Kalésory Traoré** et **Jean Brenet**, présentée par M. Louis de Broglie.

Pour interpréter l'énergie d'activation de dissociation du $MnO_2\beta$ en $Mn_2O_3\alpha$ on est amené à déterminer l'énergie réticulaire du αMn_2O_3 par deux méthodes. On interprète ensuite l'énergie d'activation de dissociation à partir des déformations de réseau et de l'énergie de la liaison $Mn = O$.

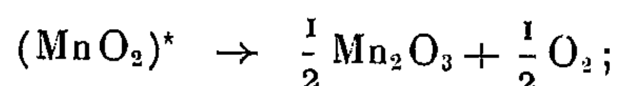
Dans un travail ultérieur, il a été déterminé [1] l'énergie d'activation de la dissociation de $MnO_2\beta$ en $Mn_2O_3\alpha$, cubique, soit 105 kcal/mole. De plus, l'hypothèse que la réaction était d'ordre 1 a été vérifiée.

On peut se représenter le mécanisme interne de cette réaction de la manière suivante :



$$MnO_2 \rightarrow (MnO_2)^* \quad \text{(forme activée)},$$

et



$$(MnO_2)^* \rightarrow \frac{1}{2} Mn_2O_3 + \frac{1}{2} O_2;$$

la deuxième phase étant instantanée. Dans cette hypothèse, l'énergie d'activation correspondrait précisément à l'énergie de rupture des liaisons $Mn=O$. Cette énergie de rupture, 125 kcal/mole, même en tenant compte des erreurs d'expérience, est nettement supérieure à l'énergie d'activation. Tout se passerait comme si, au cours de la réaction, il y avait apport d'énergie supplémentaire (ici de 15 kcal/mole), qui, ajoutée à l'énergie d'activation, rendrait possible la rupture des liaisons. On peut penser que ce gain d'énergie serait en rapport avec les énergies réticulaires des composés formés. Ceci nous a conduits à déterminer l'énergie réticulaire de $MnO_2\beta$ quadratique et $Mn_2O_3\alpha$ cubique. Deux méthodes ont été utilisées : la première, par le cycle de Born-Haber, donne pour $MnO_2\beta$, 3 670 kcal/mole et pour $Mn_2O_3\alpha$, 4 615 kcal/mole. La seconde, par la formule de Kapustinskii [2] donne pour $MnO_2\beta$, 3100 kcal/mole et pour $Mn_2O_3\alpha$, 4 030 kcal/mole. Ces dernières valeurs nous semblent plus valables, car celle relative à MnO_2 correspond à la valeur admise généralement. Pour Mn_2O_3, nous n'avons trouvé aucune détermination dans la littérature et nous avons adopté la valeur calculée par la seconde méthode. Dans tous les cas cependant la différence entre les énergies réticulaires des deux oxydes est de l'ordre de 900 kcal. Cette différence ne peut donc permettre d'interpréter l'écart de 15 kcal existant entre l'énergie d'activation et l'énergie de rupture ou la liaison $Mn=O$.

En fait, la détermination expérimentale repose sur la relation d'Arrhenius. Or, cette relation suppose que les molécules du réactant sont indépendantes les unes des autres, ce qui n'est certainement pas le cas pour les réactions en phase solide d'une manière générale.

On peut aisément concevoir qu'il se produise au cours de la réaction des déformations ([3]) en certains points du solide. Ces déformations ont pour résultat, du point de vue énergétique, de créer un surplus d'énergie U_Δ, soit au point même de la déformation, soit en un autre point. Dès lors, l'énergie nécessaire que doit avoir l'atome ou la molécule pour participer à l'acte réactionnel, se trouvera diminuée d'une valeur U_Δ. Ce qu'on atteint par l'expérience sera l'énergie $U_a=(U_a)_0-U_\Delta$; $(U_a)_0$ représentant l'énergie d'activation sans déformation. On s'explique ainsi que la valeur expérimentale trouvée soit inférieure à la valeur « théorique » calculée qui serait de 125 kcal/mole. L'écart $U_\Delta=15$ kcal représente donc pour nous l'énergie de déformation du réseau de βMnO_2 lors de la réaction.

(*) Séance du 3 mars 1958.

([1]) J. P. Brenet, J. P. Gabano et L. Seigneurin, *Congrès de l'I. U. P. A. C.*, Paris, 1957 (sous presse).

([2]) A. F. Kapustinski, *Quart. Rev. London*, 10, 1956, p. 283-294.

([3]) V. I. Arkharov, *Ak. Nauk. S. S. S. R.*, *Uralski filial.*, n° 16, 1955.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Étude par diffraction électronique de l'oxydation superficielle des cristaux de carbure de silicium.* Note (*) de MM. **Pierre Michel** et **Richard Riwan**, présentée par M. René Perrin.

L'étude par diffraction électronique des faces (0001) de cristaux de carbure de silicium avait montré l'existence d'une couche amorphe attribuée, soit à des gaz adsorbés [Germer ([1])], soit à de la silice [Finch et Willman ([2])].

En chauffant la poudre de Si C à 1 300° dans l'air, Heine ([3]) a obtenu des diagrammes de diffraction électronique présentant quelques raies de cristobalite.

Nous avons étudié dans cette Note l'oxydation superficielle de la face (0001) des cristaux de carbure de silicium chauffés à l'air à 1150°.

Pour obtenir des diagrammes nets de diffraction d'électrons par réflexion sur une face cristalline, il est nécessaire que cette surface présente une rugosité convenable. Les faces planes ne donnent en général que des réflexions élargies et plus ou moins diffuses. Aussi a-t-on intérêt à préparer tout d'abord la face cristalline de façon à lui conférer un état convenable. Pour cela on attaque la face cristalline naturelle par un mélange fondu de CO_3Na_2 et de NO_3Na. Cette attaque dure 15 mn. On suit ses progrès en examinant la face par diffraction électronique, on la recommence jusqu'à ce que les taches de diffraction soient suffisamment fines. Cet examen se fait en dirigeant les électrons incidents suivant $[10\bar{1}0]$, le diagramme obtenu dans ces conditions présentant des rangées de taches qui ne sont résolues que pour des surfaces de bonne rugosité.

Les clichés obtenus dans ces conditions permettent l'étude du cristal de Si C, en particulier la détermination du polytype auquel il appartient.

Le cristal convenablement décapé est chauffé à l'air dans un four électrique à la température de 1150°. Une couche d'oxyde se forme qui, après environ 3 h, présente une teinte d'interférence bleue.

Le cristal ainsi traité est examiné par diffraction d'électrons et l'on constate que la face (0001) donne un diagramme d'électrons diffusés sans réflexions, ni raies nettes.

Après une légère attaque à l'acide fluorhydrique, on obtient un diagramme de poudre avec de nombreuses raies qu'on identifie aisément avec celles de la cristobalite α.

Tableau des raies.

Rayons X. — Cristobalite α ([4]), ([5]), ([6]).		Observé par diffraction électronique.		
d_{pqr}.	Intensité.	d_{pqr}.	Indice.	Intensité.
4,05	10	4,06	111	m
3,15	4	3,16	201	m
2,85	5	2,86	112	F
2,48	9	2,48	220	TF
2,35	1	–	–	
2,08	1	–	–	
2,025	2	2,0	222	m
1,933	3	1,93	203	m
1,837	3	–	–	
1,747	1	–	–	
1,695	2	1,695	223	f
1,612	4	1,61	331	m
1,574	1	–	–	
1,527	2	–	–	
1,499	2	1,495	332	m
1,43	3	1,42	422	m
1,397	1	1,35	{ 333, 511	f
1,365	1	–	–	
1,338	1	–	–	
1,30	1	1,298	{ 423, 205	m
1,278	1	–	–	
1,229	1	1,22	530	f
1,205	1	–	–	
1,18	2	1,165	600	m
1,115	3	1,10	602	f

La cristobalite est quadratique : $c = 6,92$, $a = 7,02$.

Si l'on poursuit l'attaque, les taches du substratum apparaissent à leur tour. Lorsque la couche est suffisamment mince, on observe un élargissement des raies de diffraction.

Dans les conditions où nous avons opéré, l'oxydation conduit à une pellicule mince de cristobalite non orientée par rapport au cristal.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) GERMER, *Phys. Rev.*, 49, 1936, p. 163.
(2) FINCH et WILLMAN, *Trans. Faraday Soc.*, 33, 1937, p. 337-339.
(3) HEINE, *Helv. Phys. Acta*, 13, 1940, p. 489-497.
(4) MARK, *Z. Phys.*, 25, 1924, p. 317.
(5) BARTH, *Amer. J. Sc.*, 23, 1932, p. 350-357.
(6) BARTH, *Amer. J. Sc.*, 24, 1933, p. 97-110.

MÉTALLURGIE. — *Influence des conditions de trempe sur la pré-précipitation dans l'alliage* Al-Zn *à* 10 % *de* Zn. Note de M. **RENÉ GRAF**, présentée par M. Maurice Roy.

Lorsque l'alliage est trempé à partir de différentes températures, la vitesse de durcissement est maximum vers 460°. Cela correspond à une dimension maximum des zones de pré-précipitation. L'existence de lacunes retenues par trempe permet d'interpréter ces résultats.

Au cours d'une étude sur les alliages ternaires Al-Zn-Mg (1), (2), l'alliage binaire Al-Zn à 10 % de Zn a souvent été pris comme terme de comparaison. L'évolution structurale de cet alliage par vieillissement après trempe est connue, mais elle présente quelques aspects particuliers qui ont retenu notre attention.

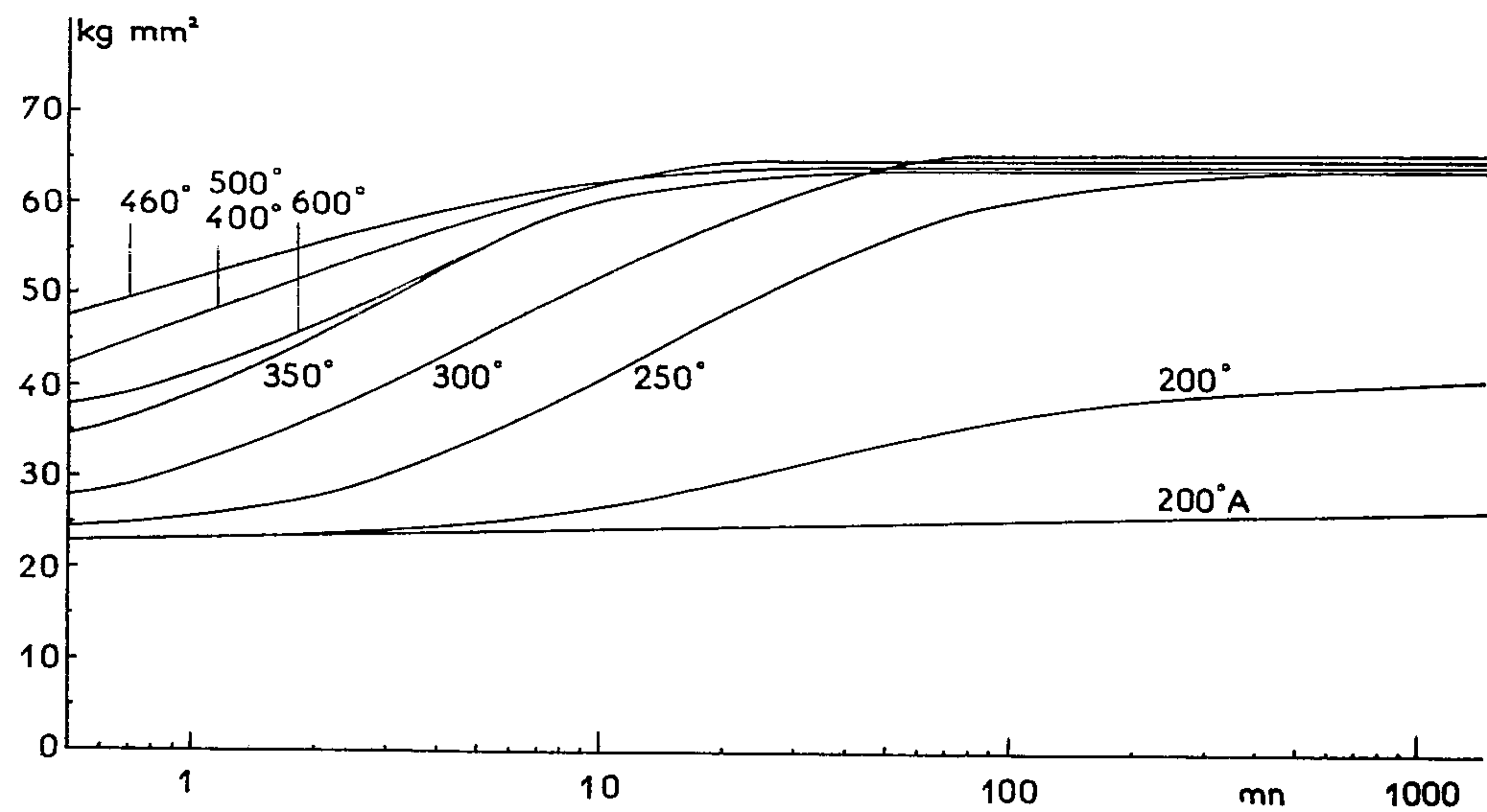
D'après le diagramme d'équilibre du système Al-Zn (3), l'alliage à 10 % de Zn est en solution solide de 180 à 615°. Il est donc possible de le tremper à partir de températures très différentes, et d'étudier ainsi l'influence des conditions de trempe.

On observe d'abord que l'évolution de la dureté à la température ordinaire varie notablement avec la *température de trempe* (voir *fig.*). Le tableau ci-dessous donne la dureté Brinell mesurée environ 30 s après la trempe, ainsi que le temps nécessaire pour que la dureté atteigne 60 kg/mm^2. Ces valeurs caractérisent assez bien la vitesse de durcissement : elle passe par un maximum au voisinage de 460°. Afin d'assurer une mise en solution rapide à toutes les températures, les échantillons ne contiennent initialement que des zones de pré-précipitation, développées après un traitement préliminaire à 400°. La trempe est toujours réalisée de la même façon, dans de l'eau à 25°, après un maintien en température de 1 h. Les conditions de refroidissement jouent un rôle important : en trempant

à l'huile une éprouvette chauffée à 350°, la dureté après 30 s n'est que de 23,3 kg/mm². Le vieillissement naturel est effectué dans un thermostat réglé à 25°.

Température de trempe (°C)......	200	250	300	350	400	460	500	600
Dureté après 30 s (kg/mm²)....	22,9	24,4	28,3	34,1	43,4	48,6	41,5	36,2
Temps pour atteindre 60 kg/mm².......	> 600 h	84 mn	25 mn	9,4 mn	6,6 mn	5 mn	6,6 mn	9,4 mn
Diamètre des zones (Å).......	42	64	87	105	94	90	86	78

Le durcissement est relativement lent pour les températures de trempe inférieures à 300° : dans le cas de 200° par exemple, la dureté après 600 h ne dépasse pas 45 kg/mm². Mais à partir de 250°, on voit qu'en moins de 24 h la dureté atteint des valeurs maxima comparables, voisines de 65 kg/mm². Pour les températures de trempe supérieures à 300° le durcissement est très rapide, et la dureté immédiatement après trempe ne peut être déterminée que par extrapolation ([4]). A 460°, lorsque la vitesse de durcissement est maximum, on obtient ainsi 27 kg/mm², valeur peu différente de celles qu'on mesure entre 200 et 300° (23 à 25 kg/mm²). La dureté après trempe est donc sensiblement la même pour toutes les températures.



On sait que le durcissement naturel est provoqué par des zones de pré-précipitation riches en Zn, décelables par la diffusion centrale des rayons X ([5]). Le tableau ci-dessus met en évidence une variation systématique du diamètre moyen des zones en fonction de la température de

trempe, sur des échantillons vieillis pendant environ un mois à la température ordinaire. Cette variation suit celle de la vitesse de durcissement, avec toutefois un décalage dû vraisemblablement à la plus faible épaisseur des échantillons : la dimension des zones est maximum entre 350 et 460°.

Divers travaux ont mis en relief l'hypothèse du rôle des lacunes dans la pré-précipitation [6] : conservées par la trempe, elles disparaissent progressivement en facilitant la diffusion des atomes dissous vers les zones. Or, dans une solution solide en équilibre, la concentration en lacunes croît avec la température. Cela permet de comprendre l'augmentation de la vitesse de durcissement avec la température de trempe. Le fait que la taille des zones augmente est également l'indice d'une plus grande mobilité des atomes dissous, et ce parallélisme confirme la corrélation étroite entre les zones et le durcissement. Nos courbes montrent qu'à partir de 350° le durcissement est pratiquement terminé dès 1 h. Ce temps est du même ordre que celui nécessaire à l'évaporation des lacunes dans l'aluminium pur [7]. De plus, en supposant que la trempe soit suffisamment rapide pour retenir toutes les lacunes, nos résultats permettent de calculer l'énergie de formation des lacunes. Entre 250 et 350° on trouve 14 à 15 kcal/mole, valeur peu différente de celle (17 kcal/mole) obtenue pour l'aluminium pur [8]. Il est probable que lorsque la température de trempe s'élève, une fraction de plus en plus importante des lacunes disparaît au cours de la trempe, ce qui justifie la différence observée. La chute de la vitesse de durcissement pour les températures supérieures à 460° peut s'expliquer de la même façon : la trempe est alors moins énergique, car il se produit des effets de caléfaction au contact de l'éprouvette, et la quantité de lacunes conservées diminue.

Pour la température de 200°, on constate en outre que la *durée du chauffage avant trempe* peut modifier la vitesse de durcissement. La courbe A tracée sur la figure correspond par exemple à un maintien de 15 s à 200°. L'évolution de l'alliage est alors extrêmement ralentie : après 600 h la dureté n'est que de 28 kg/mm², et il faut environ un an pour atteindre 45 kg/mm². L'interprétation de ce phénomène n'est pas sans présenter quelques difficultés. Il est cependant possible d'éliminer certains facteurs. D'une part, on vérifie que l'alliage trempé après 15 s à 200° ne donne plus l'anneau de diffusion centrale caractéristique des zones. Ces dernières sont donc entièrement redissoutes; d'ailleurs si elles ne l'étaient pas il resterait des embryons de zones, ce qui aurait au contraire pour effet d'accélérer le durcissement. D'autre part, il est probable qu'à 200° les lacunes se forment en un temps très court, de sorte que les conditions de croissance des zones sont pratiquement indépendantes de la durée du chauffage avant trempe. Mais le développement des zones est également gouverné par l'existence de germes, vraisemblablement constitués par les

fluctuations de concentration de la solution solide avant trempe (⁹). Ces fluctuations deviennent plus importantes lorsqu'on approche de la limite de solubilité, et on peut faire l'hypothèse qu'à 200° elles ne s'établissent qu'avec un délai notable et en certains sites préférentiels.

(1) R. GRAF, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1311 et 2834.
(2) R. GRAF, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 337.
(3) E. GEBHARDT, *Z. Metallkde*, 40, 1949, p. 463.
(4) J. HÉRENGUEL et G. CHAUDRON, *Rev. Métall.*, 41, 1944, p. 33.
(5) A. GUINIER, *Mesures*, 11, 1946, p. 382.
(6) F. SEITZ, *L'état solide*, Stoops, Bruxelles, 1952, p. 401 et discussion.
(7) C. PANSERI, F. GATTO et T. FEDERIGHI, *Acta Met.*, 5, 1957, p. 50.
(8) F. J. BRADSHAW et S. PEARSON, *Phil. Mag.*, 2, 1957, p. 570.
(9) C. B. WALKER, J. BLIN et A. GUINIER, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 254.

RADIOCHIMIE. — *Dosage de solutions aqueuses d'eau oxygénée par le permanganate de potassium et application à la radiochimie des rayons X.* Note (*) de MM. **HABIBOLLAH IZADIAN** et **PIERRE MERGAULT**, présentée par M. Eugène Darmois.

La méthode classique de dosage de H_2O_2 par MnO_4K est étendue à des solutions contenant 10^{-4} g H_2O_2 par litres, soit 10^{-7} g ou 0,1 γ H_2O_2 par centimètre cube, pour des prises d'essai de 0,5 à 1 cm³ de solution. Ceci permet d'étudier la formation de H_2O_2 à partir d'eau pure (bidistillée) à l'air sous l'action des rayons X, et de montrer que le rendement en H_2O_2 est indépendant de la nature du récipient.

Les méthodes de dosage de l'eau oxygénée en solution aqueuse sont assez nombreuses et on les trouve passées en revue dans un article [1] cité dans un livre classique [2]. Bien que dans cet article, les auteurs donnent leur préférence au dosage par le permanganate de potassium, les méthodes de dosage de Bonet-Maury et Lefort [3] puis de Favage [4] sont basées sur l'emploi du sulfate de titane.

Ainsi Favage peut détecter 0,1 μg H_2O_2 par millilitre, soit 10^{-4} g H_2O_2 par litre, pour une prise d'essai de 1 ml, soit 1 cm³. Il est évident que dans les dosages de radiochimie, comptent à la fois, la concentration de la solution essayée, et le volume de la prise d'essai. Notre méthode nécessite une prise d'essai de 0,5 à 1 cm³ de solution de H_2O_2, cette solution ayant une concentration d'au moins 10^{-4} g H_2O_2 par litre. On opère donc sur des solutions ayant des concentrations du même ordre que celles sur lesquelles opère Favage.

Le dosage s'effectue dans des tubes à essais en verre mince de 20 ml de contenance et de 14 mm de diamètre. On opère dans une pièce à demi obscure, où la source de lumière est une surface de 20×5 cm environ prise sur la plaque en matière plastique translucide blanche d'un négatoscope Kodak. On prend alors deux tubes à essais, l'un contenant 1 ml d'eau bidistillée fraîche-

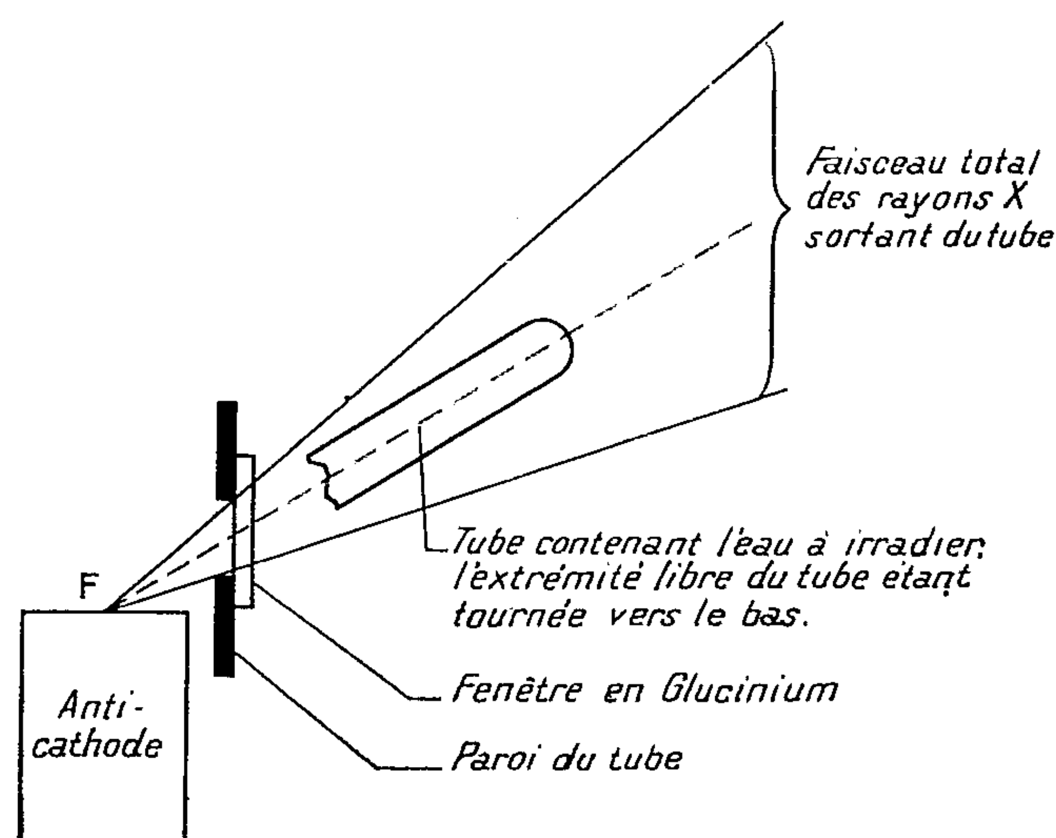
ment préparée, l'autre contenant 1 ml de la solution de H_2O_2 étudiée. On ajoute dans chaque tube, une goutte de SO_4H_2 pur « R. P. Prolabo », et l'on refroidit aussitôt en faisant couler de l'eau froide sur les tubes. On ajoute ensuite dans chaque tube environ 1/3 de millilitre d'une solution de permanganate de potassium de normalité 5.10^{-4} N. En tenant les deux tubes verticalement dans la même main, on les agite alors en les lançant vigoureusement vers l'avant : l'agitation de cette façon est très énergique, et l'expérience montre qu'au bout de 20 s environ, la réaction $H_2O_2 - MnO_4K$ est complète. On observe alors les deux tubes par transparence devant la source de lumière décrite ci-dessus, et l'on constate qu'il y a une différence de coloration entre les deux tubes, si la solution contient au moins 10^{-4} g H_2O_2 par litre. Pour ajouter la solution 5.10^{-4} N de MnO_4K, on se sert d'une microburette de 2 ml, dont on a mesuré le volume des gouttes pour un écoulement lent.

Quand on a constaté une différence de teinte entre les deux tubes, on rajoute alors du MnO_4K 5.10^{-4} N goutte à goutte, et en ajoutant aussi dans le tube témoin un nombre égal de gouttes d'eau bidistillée à chaque fois. On agite entre chaque goutte ajoutée comme il a déjà été dit, et en observant chaque fois si la différence de teinte subsiste entre les deux tubes. On va ainsi jusqu'à l'égalisation des teintes dans les deux tubes. Dans ces conditions, le dosage peut être effectué avec une erreur absolue de 0,0133 ml de solution de MnO_4K 5.10^{-4} N, c'est-à-dire que l'erreur absolue sur la concentration en H_2O_2 est de 1.10^{-4} g H_2O_2 par litre. Cela correspond à une erreur en plus ou en moins de 50 % environ, pour une solution contenant 10^{-4} g H_2O_2 par litre, et pour une prise d'essai de 1 ml.

Les solutions étalons d'eau oxygénée ont été préparées à partir d'« eau oxygénée 110 vol « électro » pour analyses » « Prolabo ». Cette solution préalablement dosée au moyen de MnO_4K 10^{-1} N comme habituellement, est ensuite étendue avec de l'eau bidistillée fraîchement préparée. Dans ces conditions, les courbes de dosage sont des droites.

Nous avons appliqué cette méthode de dosage à la détermination de la quantité d'eau oxygénée formée dans de l'eau bidistillée à l'air libre par irradiation aux rayons X, phénomène classique et déjà bien étudié [*voir* par exemple, ([5]) et ([6])]. Nous avons opéré avec un tube à rayons X à lentilles électrostatiques démontable, construit par Enraf (Hollande) suivant un brevet C. N. R. S. Mihaïlovitch-Rimsky, donnant un faisceau à environ 10° sur l'horizontale, à partir d'un foyer F, situé sur la face plane horizontale de l'anticathode. Le rayonnement est donné par une anticathode de cuivre, sous 40 kV, sans filtrage. On dispose dans ce faisceau un tube ouvert à une extrémité, fermé à l'autre, rempli d'eau bidistillée fraîchement préparée. La fenêtre en glucinium du tube à rayons X est le seul obstacle avec une couche d'air d'environ 1 cm, entre le foyer F et la surface de l'eau dans le tube; l'eau se maintient dans le tube par capillarité (*fig.* 1).

Nous montrerons seulement aujourd'hui par un exemple simple, l'influence de la nature de la paroi du récipient contenant l'eau irradiée sur la quantité d'eau oxygénée formée. Nous avons pris pour cela un tube de platine de 0,85 ml de contenance, de 8 mm de diamètre intérieur et d'environ 2 cm de long. Nous avons pris d'autre part, un tube en verre pyrex, et un tube dit « de quartz » (silice pure fondue des Établissements Quartex), chacun de ces tubes étant de mêmes dimensions intérieures et même contenance que le tube de platine qui a été décrit.



Pour rendre les expériences pour chaque tube aussi rigoureusement iden-identiques que possible, nous avons pris une série de précautions que nous décrivons :

1. L'installation de rayons X étant prévue pour des travaux de cristallographie et non d'irradiation, nous nous sommes servis d'un banc de réglage des Établissements Beaudouin, comportant un support en V renversé sur lequel peuvent coulisser habituellement, les embases des chambres pour radiocristallographie. Il a suffi de prendre un support en V s'adaptant sur ce banc de réglage, un tube contenant l'eau à irradier pouvant se fixer sur ce support de telle façon que son axe soit suivant une direction de rayon (*fig.* 1).

2. Les tubes de verre et de quartz sont obtenus en coupant au couteau à verre des tubes plus longs. Il convient aussi que les tubes soient très propres, et à cet effet nous les avons lavés à l'acide sulfurique pur. L'eau à irradier est de l'eau bidistillée fraîchement préparée.

3. Pour éviter qu'un défaut de centrage du tube dans le faisceau de rayons *X* (influence évidente puisque ces rayons traversent facilement le pyrex, alors qu'ils sont absorbés par le platine) le tube laboratoire est placé dans un tube en duralumin ou en laiton qui se fixe sur le support en V dont il a été question

ci-dessus, de telle façon que les axes des tubes contenant l'eau coincident quand on passe du tube de platine au tube de pyrex, malgré la différence de leurs diamètres extérieurs.

En s'attachant alors à maintenir voltage et débit du tube à rayons X constants, les expériences sont reproductibles. En faisant varier les temps d'irradiation de 1 h à 3 h, on constate qu'on se trouve dans la région où la formation d'eau oxygénée est proportionnelle aux temps d'irradiations, aux erreurs d'expérience près. On constate alors que les rendements en H_2O_2 ne sont pas influencés par les colorations prises par le verre ou le quartz et signalées par Choong Shin-Piaw (7). Il résulte aussi de ces observations que la présence d'eau dans les tubes de verre ou de quartz n'empêche pas leur coloration en jaune puis brun clair pour le verre pyrex, en violet gris pour le quartz. Les rendements en H_2O_2 sont les mêmes pour les récipients en quartz, en pyrex et en platine.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) J. S. Reichert, Mc Neight et Rudel, *Ind. Eng. Chem. Anal. Ed.*, 11, 1939, p. 194.

(2) G. Charlot et D. Bézier, *Méthodes modernes d'analyse quantitative minérale*, 2e édit., Masson et Cie, Paris, 1949, p. 56.

(3) Bonet-Maury et Lefort, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1363.

(4) Favage, *Analyst. G. B.*, 76, n° 901, 1951, p. 224-226.

(5) M. Haïssinsky, *La chimie nucléaire et ses applications*, Masson et Cie, Paris, 1957.

(6) *Actions chimiques et biologiques des radiations*, 1re série (1955) et 2e série (1956). Collection dirigée par M. Haïssinsky, Masson et Cie, Paris, 1957.

(7) Choong Shin-Piaw, *J. Phys. Rad.*, 8e série, t. 2, n° 1, 1941, p. 41 à 45.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Microdosage de l'aluminium dans le calcium.* Note (*) de Mlles **Hélène Ostertag** et **Yvette Cappelliez**, présentée par M. Louis Hackspill.

Un dosage très sensible de l'aluminium dans le calcium métallique est possible par néphélométrie du cupferronate d'aluminium. Dans certaines conditions, la loi de Beer est suivie avec une bonne reproductibilité, ce qui permet de doser à $\pm$ 2 p. p. m. près, de 5 à 200 p. p. m. d'aluminium dans le calcium.

Les dosages colorimétriques usuels de l'aluminium sont difficiles à mettre en œuvre dans la recherche de cet élément dans le calcium métallique. Une grande quantité de ce métal masque en effet les réactions colorées, le plus souvent par précipitation de chaux. La seule méthode permettant d'opérer en milieu suffisamment acide a été signalée en 1927 par Martin (1) et reprise par quelques auteurs (2), (3), (4), (5), (6) : elle consiste à mesurer à l'aide d'un colorimètre de Dubosc le trouble colloïdal fourni par le cupferron (sel d'ammonium de la nitrosophénylhydroxylamine) en présence de petites quantités de sel d'aluminium.

Les premiers essais ayant montré une influence nette des ions Ca^{2+}, il était nécessaire de reprendre ces travaux avec un spectrophotomètre plus précis en opérant en présence de fortes concentrations en sel de calcium. Nous avons donc cherché dans quelles conditions pouvait être obtenu un colloïde stable, susceptible de se former rapidement et donnant une réaction sensible des ions Al^{3+}. Quatre paramètres sont décisifs dans l'évolution du colloïde, ainsi que l'ont montré des études cinétiques systématiques : ce sont les concentrations en réactif, en acide chlorhydrique, en ions Ca^{2+} et Al^{3+}. Nous avons fait varier largement ces facteurs autour des concentrations les plus favorables choisies pour le mode opératoire définitif.

1. *Réactif.* — Le cupferron dont nous disposions se présentait en paillettes blanches complètement solubles dans l'eau distillée bouillie en donnant une solution limpide et incolore. Dans ces conditions, les solutions à 1 % maintenues à l'obscurité se conservent sans altération ni coloration parasite pendant plus de 10 jours. La suspension colloïdale de cupferronate d'aluminium présente une large bande d'absorption de la lumière vers 4 000 Å ; le spectrophotomètre Jean et Constant employé pour les mesures nous a fait choisir la radiation correspondant à 4 500 Å, mais la sensibilité du dosage peut être améliorée dans l'ultraviolet sans qu'il soit nécessaire de disposer d'un monochromateur. L'âge du réactif n'influe pas notablement sur la sensibilité après 24 h, mais le trouble se développe un peu plus lentement : les essais décrits se rapportent à un réactif préparé depuis 2 à 3 jours. La figure 1 montre qu'il est inutile d'ajouter un excès de cupferron

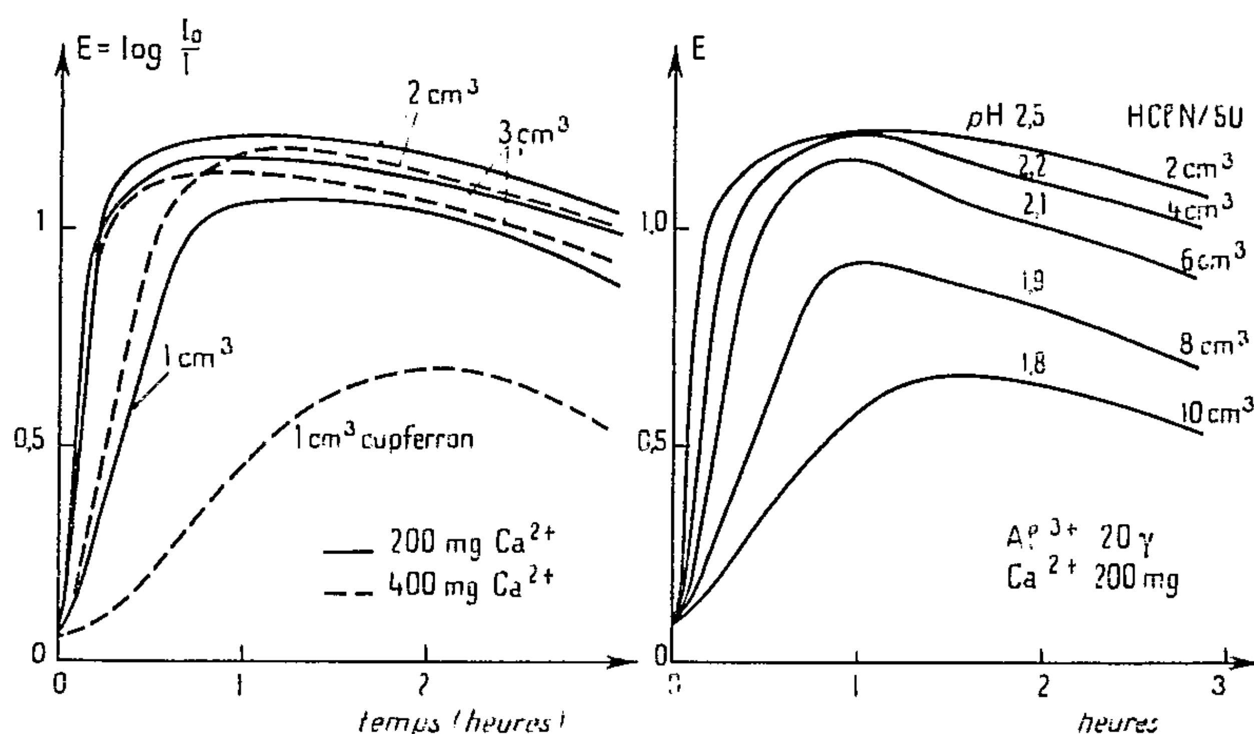


Fig. 1. — Influence du réactif. Fig. 2. — Influence de l'acidité.

qui n'augmente pas la sensibilité pour une concentration du réactif supérieure à 10 % dans les essais soit 2 cm³ pour un volume total de 20 cm³ contenant 50 γ d'aluminium (courbes en traits pleins).

2. Une acidité trop forte compromet la sensibilité et surtout la stabilité des mesures lorsque le pH descend en deçà de 2. La figure 2 montre de plus que le développement du colloïde se trouve notablement ralenti; tous les essais ultérieurs ont donc été faits vers pH 2,5 en présence d'acide chlorhydrique dilué.

3. Les sels de calcium ne donnent aucune réaction avec le cupferron, même à des concentrations considérables (10 g/l de Ca^{2+}). Mais ils ralentissent la formation du trouble pour les trop faibles concentrations en réactif. La figure 1 (courbes en pointillé) permet la comparaison de deux séries de mesures en présence de 200 et 400 mg de Ca^{2+}. Dans la pratique, il faut donc opérer, par addition judicieuse de sel de calcium pur, de façon que sa concentration soit identique dans tous les essais.

4. L'aluminium enfin rend le colloïde de moins en moins stable lorsque sa concentration s'accroît; on passe ainsi des mesures néphélométriques où l'on cherche à éviter la floculation, au dosage gravimétrique bien connu pour lequel la précipitation doit être complète le plus vite possible.

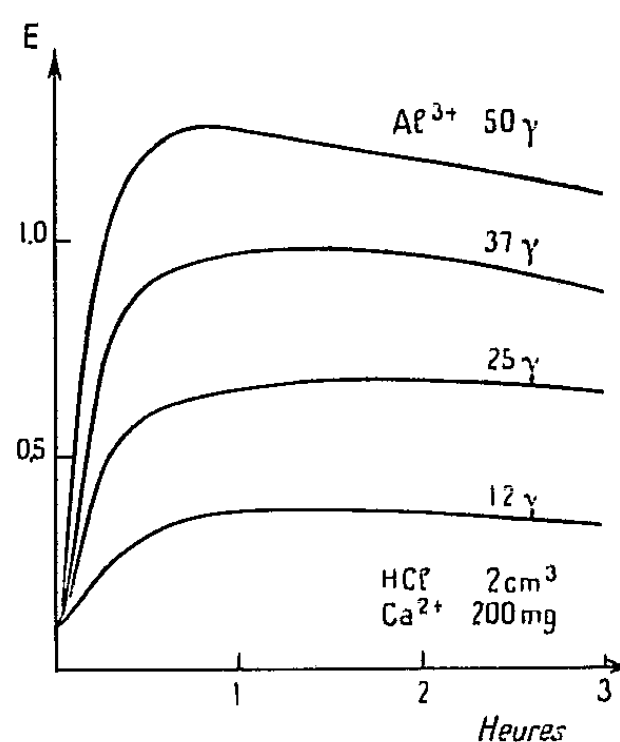


Fig. 3. — Influence de Al^{3+}.

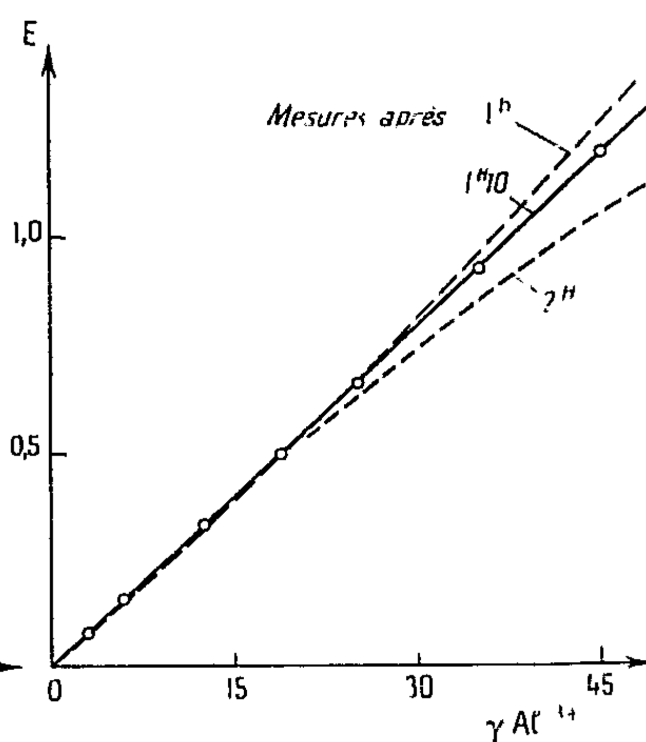


Fig. 4. — Étalonnage.

Dans notre étude, il ne faut pas dépasser des concentrations supérieures à 2,5 mg/l d'ion Al^{3+} sans risquer de commettre des erreurs importantes si les mesures ne sont pas faites en temps voulu. C'est ce qui nous a conduit à examiner le rôle stabilisant de la gélatine qui intervient ici comme colloïde protecteur efficace. Il est indispensable de l'ajouter aux essais après un temps exactement défini pour que l'évolution des divers échantillons soit fixée lorsque la courbe d'étalonnage suit la loi de Beer : cette courbe évolue en effet (*fig.* 4) conformément à ce qui ressort de la figure 3, à savoir que le colloïde tend à se développer, mais aussi à précipiter d'autant plus vite qu'il est plus riche en sel d'aluminium. Les courbes

de la figure 4 montrent qu'il faut ajouter, dans notre cas, la gélatine 70 mn après l'addition du cupferron.

Mode opératoire proposé. — Dissoudre 1,2 à 1,4 g de calcium à analyser avec 60-70 cm^3 d'eau dans un bécher de 400 cm^3 recouvert d'un verre de montre. Neutraliser le lait de chaux formé par la quantité nécessaire d'acide chlorhydrique 2 N à la température du bain-marie. Ajuster à 100 cm^3 et prélever à la burette une prise contenant 400 mg de Ca^{2+} à laquelle on ajoutera 4 cm^3 d'acide H Cl N/50 et 5 cm^3 de cupferron avant d'ajuster à 50 cm^3. Agiter et laisser 70 mn à l'obscurité. Ajouter alors 2 cm^3 de gélatine (solution à 0,1 % préparée la veille) et mesurer l'extinction en lumière violette, vers 0,4 μ. Dans ces conditions, la loi de Beer est suivie et 50 γ d'aluminium donnent une extinction d'environ 0,5 avec une cuve de 2 cm d'épaisseur. On peut ainsi doser de 5 à 200 p. p. m. d'aluminium dans le calcium, avec une précision de $\pm$ 2 p. p. m.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) F. Martin, *Thèse*, Bruxelles, 1926.
(2) de Brouckère et Belcke, *Bull. Soc. Chim. belge*, 36, 1927, p. 288.
(3) Pinkus et Martin, *J. Chim. Phys.*, 24, 1927, p. 156.
(4) Meunier, *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 1250.
(5) Grant, *J. metal. Ind.*, London, 46, 1935, p. 457.
(6) Schams, *Mikrochemie*, 25, 1938, p. 16.

CHIMIE MINÉRALE. — *Contribution à l'étude des acétates de calcium.* Note (*) de Mme **Léone Walter-Lévy** et Mlle **Jacqueline Perrier**, présentée par M. Paul Pascal.

Le système $CaO-(CH_3CO)_2O-H_2O$ a été constitué à 25°, en vase clos, par mélange en proportions variables d'eau, de chaux vive, d'acétate neutre de calcium semi-hydraté, d'acide acétique et d'anhydride acétique. Les sels neutres et acides qui se forment sont instables à l'air. L'établissement des équilibres a été suivi en fonction du temps, en première approximation, par examen immédiat aux rayons X des phases solides pressées entre des feuilles de papier filtre, et au bout de durées variant d'un mois à un an par étude de la composition chimique des phases solides et liquides, établie par la méthode des restes.

La chaux, l'anhydride acétique, l'acide acétique libres ont été dosés volumétriquement, à l'aide de solutions titrées d'acide chlorhydrique et de soude, en présence de phtaléine du phénol, le calcium total gravimétriquement par précipitation par l'oxalate d'ammonium et calcination. L'eau a été dosée par différence.

Les résultats analytiques, portés sur un diagramme triangulaire, ont permis de tracer les droites représentées figure 1. Elles concourrent en

des points A, B, C, D, E, dont les coordonnées répondent aux formules suivantes :

A : $Ca(OH)_2$; B : $(CH_3COO)_2Ca, H_2O$; C : $(CH_3COO)_2Ca, CH_3COOH, H_2O$; D : $(CH_3COO)_2Ca, CH_3COOH$; E : $3(CH_3COO)_2Ca, 2CH_3COOH$.

Les sels B et C peuvent être formés à partir de solutions d'acide acétique et d'eau, aussi bien par addition d'acétate neutre que de chaux; nous retrouvons dans le premier cas les conditions dans lesquelles se sont placés Leonard J. Dunn et James C. Philip (1), et par suite, les mêmes formules

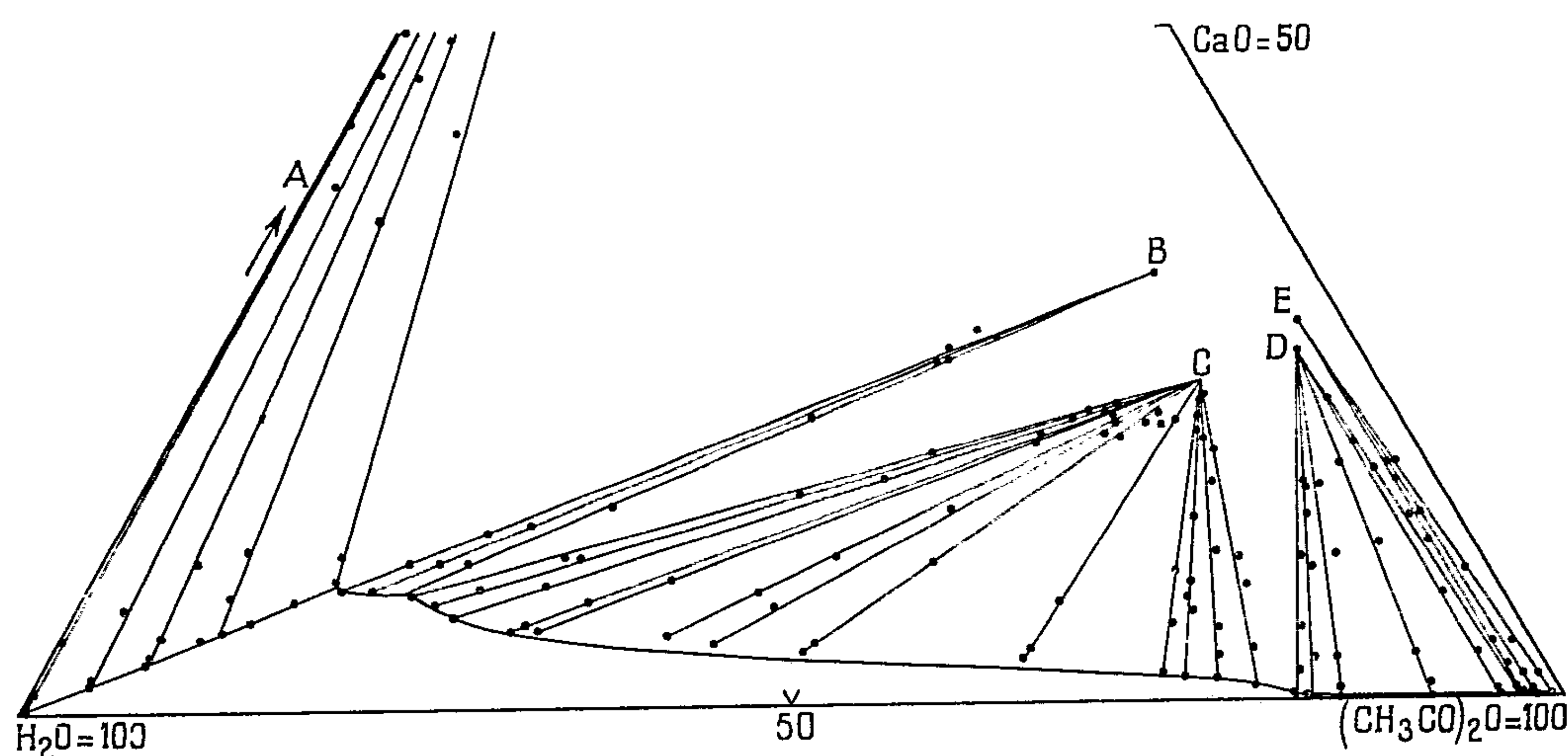


Fig. 1.

et, au changement de coordonnées près, les mêmes zones de formation que celles données par ces auteurs. En introduisant l'anhydride acétique comme constituant, nous avons pu mettre en évidence la zone de formation du sel D qu'ils avaient prévu et dont la formule avait été donnée d'abord par Colson (2) et plus récemment par M. Gerbaut (3).

En outre, nous avons établi l'existence du sel $3(CH_3COO)_2Ca$, $2CH_3COOH$ et sa zone de formation. Mais cette dernière est si étroite qu'en fait la composition de cet acétate a été déterminée au cours d'essais ultérieurs, en diluant les solutions avec de l'acétate de butyle, ce qui développe l'éventail des droites représentatives de la composition des mélanges de solutions et de solides, tracées en prenant comme variables $(CH_3CO)_2O$ et CaO (4).

La dilution par l'acétate de butyle ralentit la réaction et permet de déterminer la formule du sel intermédiaire F qui se transforme en sel acide au bout d'une durée variant de quelques heures à quelques mois suivant la concentration en acide.

Les droites représentées figures 2 et 3 ont permis d'établir respecti-

vement les compositions des sels E et F : CaO, 28,1 et 35,5 %; $(CH_3CO)_2O$, 68,7 et 61,0 %; H_2O, 3,0 et 5,4 %, et d'écrire leurs formules : $3(CH_3COO)_2Ca$, $2CH_3COOH$ et $(CH_3COO)_2Ca$, 0,5 H_2O.

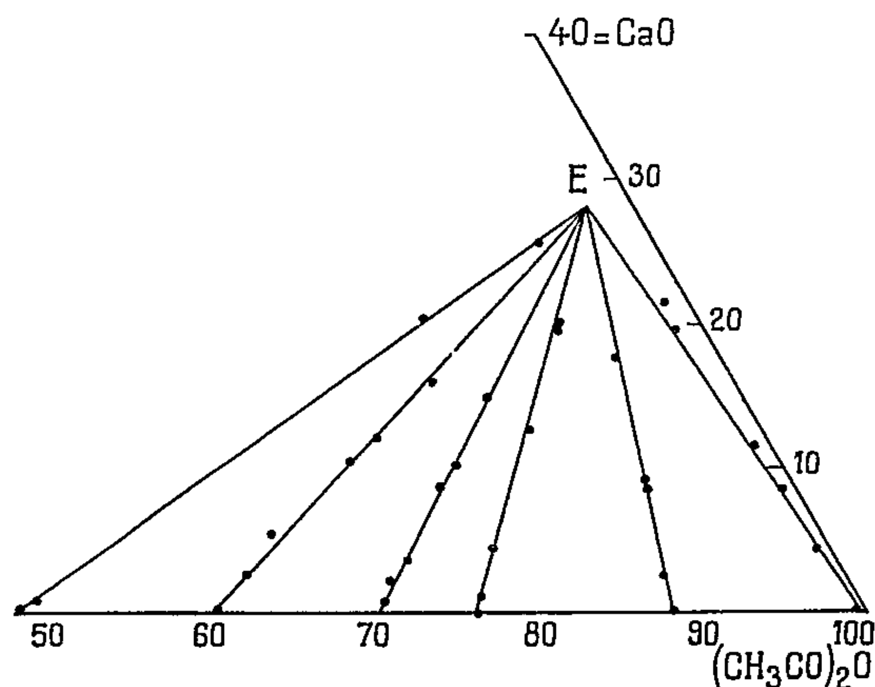


Fig. 2.

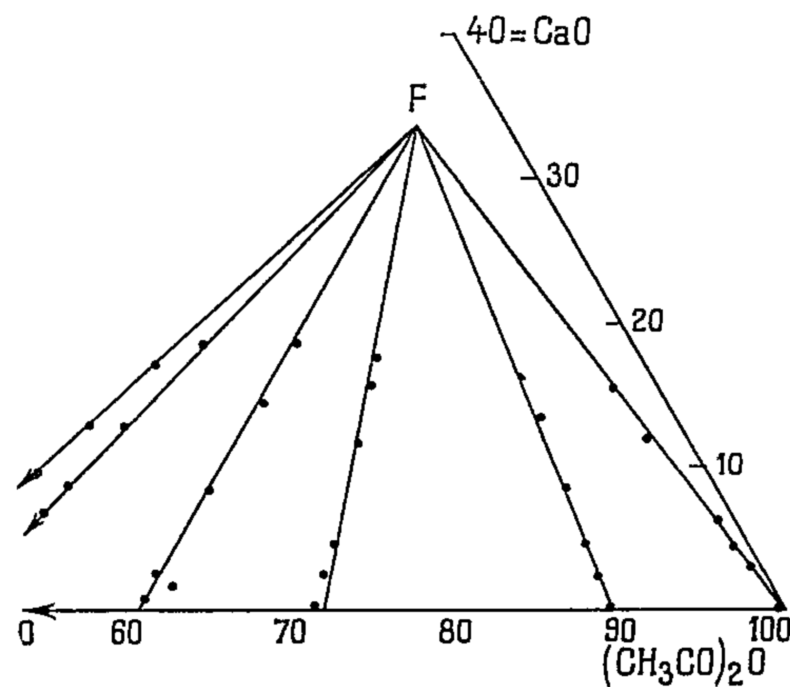


Fig. 3.

Les distances réticulaires des composés obtenus sont données ci-après, ainsi que les intensités correspondantes suivant les notations habituelles (5).

$(CH_3COO)_2Ca$, H_2O : 10,5 m; 9,74 FF; 6,63 f; 5,97 m; 5,49 fff; 5,33 ff; 5,24 ff; 5,11 f; 4,89 ff; 4,36 fff; 4,10 m; 4,02 ff; 3,99 fff; 3,93 ff; 3,82 fff; 3,77 f; 3,63 f; 3,60 fff; 3,49 ff; 3,32 m; 3,27 F; 3,23 ff; 3,18 f; 3,12 ff; 2,97 f; 2,93 fff; 2,89 m; 2,80 ff; 2,74 fff; 2,72 f; 2,66 fff; 2,42 f; 2,38 ff; 2,35 fff; 2,33 f; 2,24 fff; 2,21 ff; 2,19 ff; 2,17 ff; 2,15 fff; 2,12 ff; 2,09 ff; 2,07 fff; 1,97 f; 1,95 fff; 1,94 ff; 1,91 fff; 1,89 ff; 1,88 ff; 1,83 ff; 1,82 fff; 1,81 fff; 1,79 fff; 1,78 fff; 1,76 fff; 1,67 fff; 1,66 fff; 1,65 fff; 1,64 fff; 1,63 fff.

$(CH_3COO)_2Ca$, CH_3COOH, H_2O : 12,5 m; 12,1 F; 9,20 f; 8,25 F; 6,21 ff; 6,10 f; 5,84 ff; 5,79 ff; 5,71 ff; 5,53 f; 5,45 ff; 5,30 fff; 5,24 fff; 4,68 fff; 4.60 fff; 4,43 ff; 4,31 fff; 4,14 m; 4,06 ff; 3,79 f; 3,61 fff; 3,57 ff; 3,51 f; 3,47 fff; 3,43 FF; 3,3) ff; 3,35 fff; 3,24 ff; 3,21 fff; 3,15 fff; 3,11 ff; 3,06 fff; 2,99 fff; 2,93 f; 2,85 ff; 2,82 ff; 2,79 fff; 2,72 fff; 2,69 fff; 2,65 fff; 2,61 fff; 2,59 ff; 2,49 ff; 2,44 f; 2,40 fff; 2,35 f; 2,34 fff; 2,33 fff; 2,30 fff; 2,28 fff; 2,26 f; 2,22 ff; 2,21 fff; 2,18 ff; 2,12 ff; 2,10 fff; 2,07 ff; 2,04 f; 2,00 ff; 1,98 fff; 1,97 fff, 1,95 ff; 1,93 fff; 1,90 ff; 1,87 ff; 1,84 ff; 1,82 ff; 1,81 fff; 1,79 ff; 1,78 fff; 1,71 ff; 1,70 fff; 1,69 fff; 1,63 fff; 1,60 ff; 1,58 fff; 1,53 fff.

$(CH_3COO)_2Ca$, CH_3COOH : 9,76 F; 6,70 fff; 6,45 FF; 6,18 m; 6,10 fff; 5,04 fff; 4,96 ff; 4,72 fff; 4,42 fff; 4,18 ff; 3,74 m; 3,65 fff; 3,60 ff; 3,43 F; 3,41 m; 3,35 FF; 3.23 F; 3,10 fff; 3,07 ff; 3,90 f; 2,83 fff; 2,71 ff; 2,65 fff; 2,59 ff; 2,53 fff; 2,47 fff; 2,44 f; 2,42 ff; 2,40 fff; 2,36 fff; 2,29 fff; 2,27 m; 2,24 ff; 2,22 fff; 2,16 fff; 2,13 fff; 2,10 ff; 2,09 ff; 2,06 f; 2,05 fff; 2,01 fff; 1,99 fff; 1,95 ff; 1,91 fff; 1,89 ff; 1,88 fff; 1,86 fff; 1,80 fff; 1,78 fff; 1,77 f; 1,72 ff; 1,69 fff; 1,65 ff; 1,64 fff; 1,61 fff; 1,57 ff; 1,53 fff; 1,50 ff; 1,49 fff; 1,41 fff; 1,23 fff.

$3(CH_3COO)_2Ca$, $2CH_3COOH$: 13,7 FF; 9,21 f; 6,89 ff; 6,66 fff; 6,14 F; 4,85 ff; 4,57 ff; 4,29 fff; 3,97 f; 3,94 fff; 3,81 fff; 3,44 FF; 3,33 m; 3,22 fff; 3,07 f; 2,80 ff; 2,74 f; 2,68 fff; 2,58 fff; 2,55 f; 2,50 fff; 2,43 m; 2,39 ff; 2,28 f; 2,25 m; 2,17 f; 2,14 fff; 2,07 ff; 2,04 ff; 1,96 f; 1,90 m; 1,89 ff; 1,83 m; 1,76 ff; 1,71 f; 1,70 fff; 1,65 ff; 1,62 fff; 1,58 ff; 1,56 fff; 1,54 fff; 1,52 f; 1,46 fff; 1,37 fff; 1,35 fff; 1,27 ff; 1,25 fff; 1,23 fff; 1,14 fff.

$(CH_3COO)_2Ca$, 0,5 H_2O : 16,7 FF; 11,8 F; 8,59 F; 8,34 f; 7,44 m; 6,94 f; 6,34 f; 5,54 f;

5,24 fff; 5,13 ff; 5,02 fff; 4,48 fff; 4,37 ff; 4,16 ff; 3,93 fff; 3,84 f; 3,66 fff; 3,51 m; 3,41 f; 3,34 ff; 3,28 m; 3,21 f; 3,01 fff; 2,95 fff; 2,91 fff; 2,86 fff; 2,68 ff; 2,64 fff; 2,61 fff; 2,55 ff; 2,51 fff; 2,38 ff; 2,34 fff; 2,27 fff; 2,18 fff; 2,14 ff; 2,10 fff; 2,06 fff; 2,04 fff; 2,01 fff; 1,98 fff; 1,96 fff; 1,94 fff; 1,88 fff; 1,85 ff; 1,76 ff; 1,71 fff.

(*) Séance du 24 février 1958.

(1) *J. Soc. Chim.*, Londres, 1, 1934, p. 663.

(2) *Comptes rendus*, 137, 1903, p. 1062.

(3) *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 674.

(4) Dans ce cas, le dosage alcalinimétrique en retour a été précédé d'une saponification par la soude, ce qui accroît le titre en $(CH_3CO)_2O$ des solutions, sans intervenir dans celui de la phase solide.

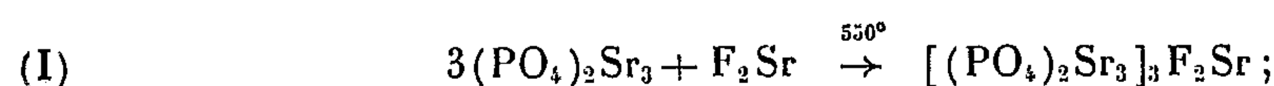
(5) L. Walter-Lévy, *Ann. Chim.*, 7, 1937, p. 120.

CHIMIE MINÉRALE. — *Préparation des fluorapatites strontique et barytique et de solutions solides et fluorapatites alcalino-terreuses par réaction dans l'état solide.* Note (*) de MM. **Ali-Naghi Akhavan-Niaki** et **Robert Wallaeys**, présentée par M. Georges Chaudron.

Nous avons étudié, dans une Note précédente, la synthèse de certaines apatites phosphostrontiques par voie humide (1). Nous envisageons ici la préparation de fluorapatites strontique $[(PO_4)_2Sr_3]_3F_2Sr$ et barytique $[(PO_4)_2Ba_3]_3F_2Ba$, par voie sèche. Nous étudions aussi la formation de solutions solides entre ces composés d'une part, et entre les fluorapatites calcique et strontique, d'autre part.

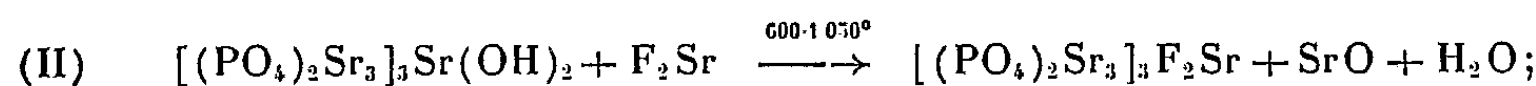
On peut obtenir la fluorapatite strontique en utilisant l'une des trois méthodes suivantes :

1° par addition entre le fluorure de strontium et le phosphate tristrontique anhydre suivant l'équation (I)



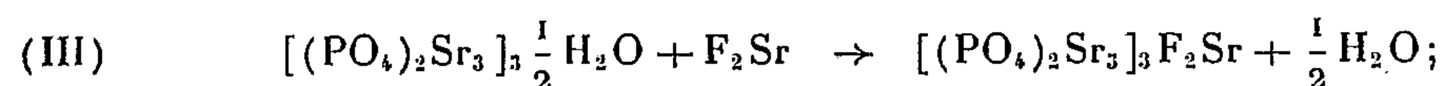
(I) $$3(PO_4)_2Sr_3 + F_2Sr \xrightarrow{530°} [(PO_4)_2Sr_3]_3F_2Sr;$$

2° par substitution des ions OH^- de l'hydroxyapatite strontique par des ions F^- suivant l'équation (II)



(II) $$[(PO_4)_2Sr_3]_3Sr(OH)_2 + F_2Sr \xrightarrow{600\text{-}1\,050°} [(PO_4)_2Sr_3]_3F_2Sr + SrO + H_2O;$$

3° par action du fluorure de strontium sur le phosphate tristrontique hydraté au cours d'un chauffage progressif jusqu'à 1000° C [réaction (III)]



(III) $$[(PO_4)_2Sr_3]_3\frac{1}{2}H_2O + F_2Sr \rightarrow [(PO_4)_2Sr_3]_3F_2Sr + \frac{1}{2}H_2O;$$

Les apatites ainsi préparées ont été étudiées par diffraction des rayons X : elles présentent toutes le même diagramme (*fig.* 1, cliché V). Les para-

mètres cristallographiques de leur maille hexagonale sont les suivants :

$$a = 9,70_0\,\text{kX}, \qquad c = 7,26_3\,\text{kX} \quad (^3).$$

Il est intéressant de remarquer que la substitution des ions OH^- de l'hydroxyapatite strontique par des ions F^- provoque une variation du paramètre a [de $9,74_3$ kX (1) à $9,70_0$ kX] mais n'entraîne aucune modification du paramètre c [$c = 7,26_3$ kX pour les deux composés (1)]. On retrouve ici un phénomène analogue à celui qui avait été signalé par l'un de nous dans le cas des apatites calciques (2).

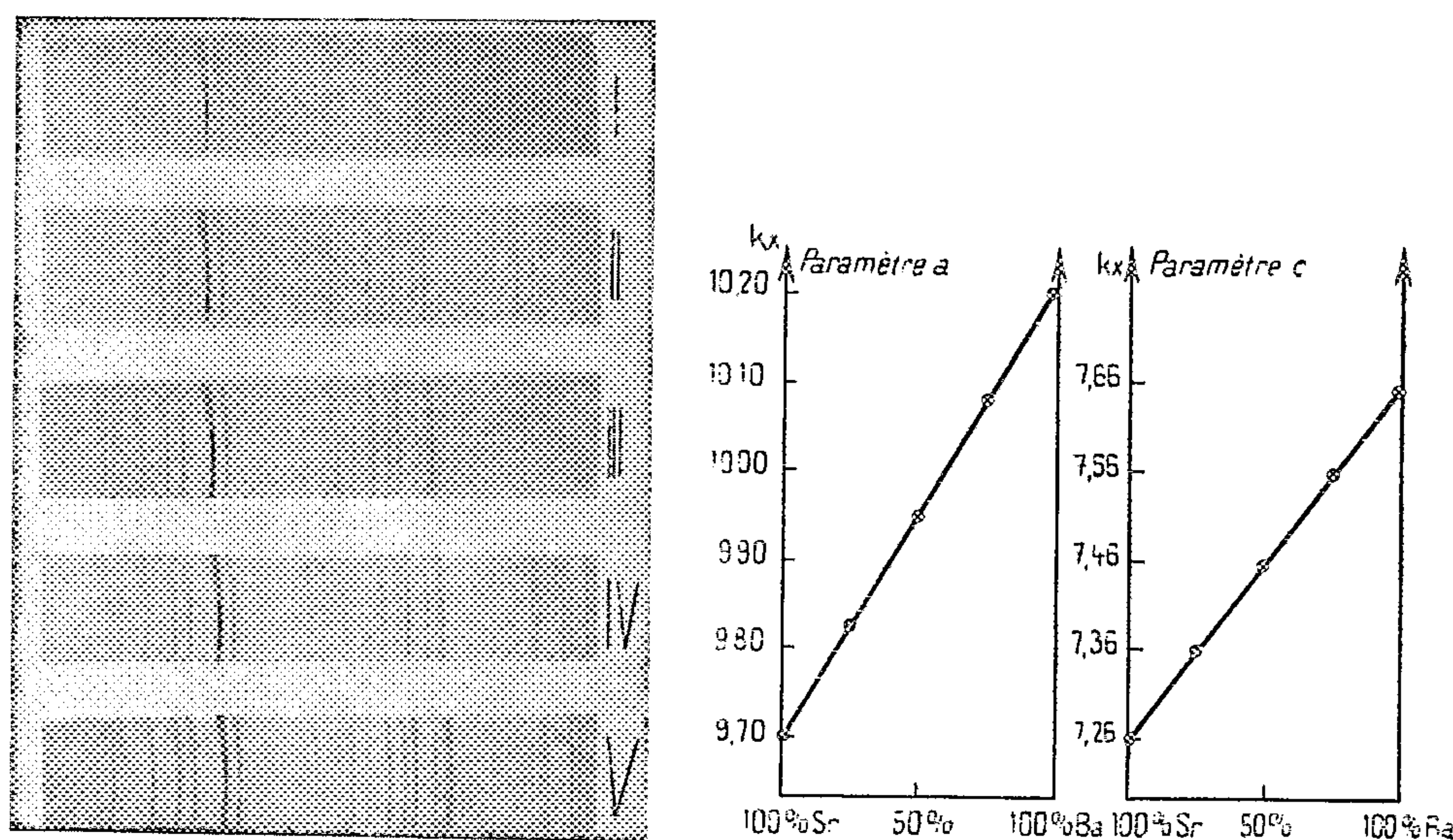


Fig. 1. — Diagrammes de diffraction des rayons X.
I. Fluorapatite barytique.
II. Fluorapatite strontio-barytique (25 % at. Sr).
III. Fluorapatite strontio-barytique (50 % at. Sr).
IV. Fluorapatite strontio-barytique (75 % at. Sr).
V. Fluorapatite strontique.

Fig. 2. — Variation des paramètres a et c par suite de la substitution du baryum par le strontium.

Des réactions chimiques semblables aux précédentes peuvent donner naissance à la fluorapatite barytique. Celle-ci présente une structure analogue à celle des fluorapatites calcique et strontique (diagramme I, *fig.* 1). Ses paramètres cristallographiques sont

$$a = 10,20\,\text{kX}, \qquad c = 7,65\,\text{kX} \quad (^3).$$

D'autre part, nous avons chauffé à 1000° C des mléanges de fluorapatites barytique et strontique contenant respectivement 25,50 et 75 %, en proportions moléculaires, d'apatite strontique. On obtient ainsi une série continue de solutions solides dont les diagrammes de rayons X sont présentés sur la figure 1 (clichés I à V).

La détermination précise des paramètres cristallographiques de ces solutions solides montre que leur variation en fonction de la composition, est sensiblement linéaire (*fig.* 2).

Nous avons chauffé de même à 950° C, des mélanges de fluorapatite strontique et calcique contenant respectivement 25, 50 et 75 % d'apatite calcique (en proportions moléculaires). On obtient également une série continue de solutions solides dont les diagrammes de rayons X sont présentés sur la figure 3 (clichés I à V). Leurs paramètres évoluent linéairement de celui de la fluorapatite strontique à celui de la fluorapatite calcique (*fig.* 4).

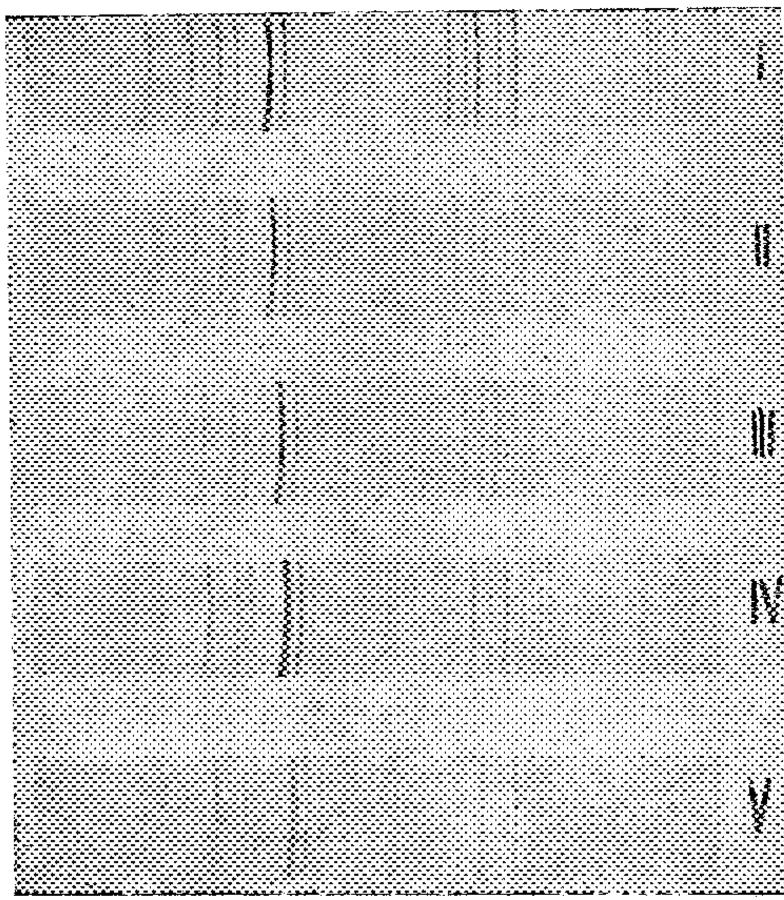


Fig. 3.

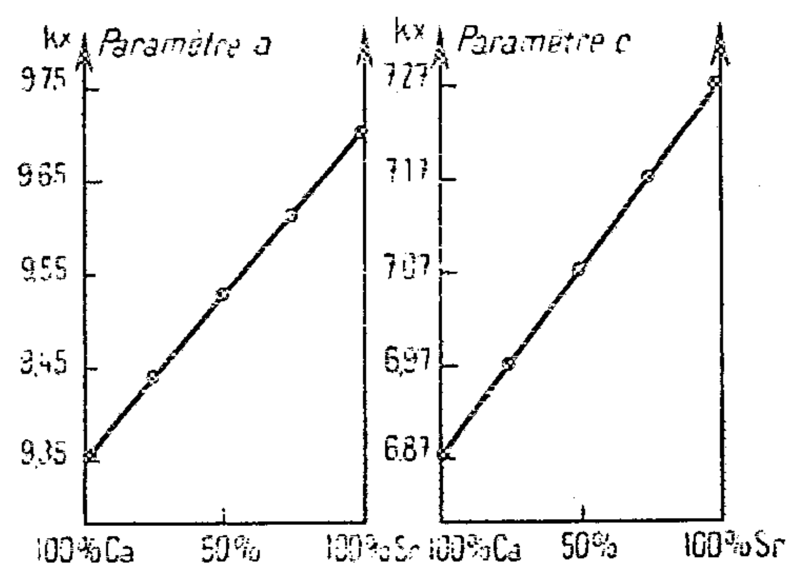


Fig. 4.

Fig. 3. — Diagrammes de diffraction des rayons X.
I. Fluorapatite strontique.
II. Fluorapatite calco-strontique (25 % at. Ca).
III. Fluorapatite calco-strontique (50 % at. Ca).
IV. Fluorapatite calco-strontique (75 % at. Ca).
V. Fluorapatite calcique.

Fig. 4. — Variations des paramètres *a* et *c* par suite de la substitution du strontium par le calcium.

En conclusion, les méthodes de préparation par voie sèche de la fluorapatite calcique ([2]) peuvent être utilisées pour la synthèse des apatites strontiques et barytiques. La similitude de ces composés est d'ailleurs soulignée par une miscibilité totale que nous avons mise en évidence. En outre, la variation pratiquement linéaire des paramètres de ces solutions solides en fonction de leurs compositions, montre que la loi de Végard est applicable à ce type de substitution dans les apatites.

(*) Séance du 24 février 1958.

([1]) A. N. Akhavan-Niaki et R. Wallaeys, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1050.

([2]) R. WALLAEYS, *Thèse*, Paris (*Ann. Chim.*, 7, 1952, p. 808).

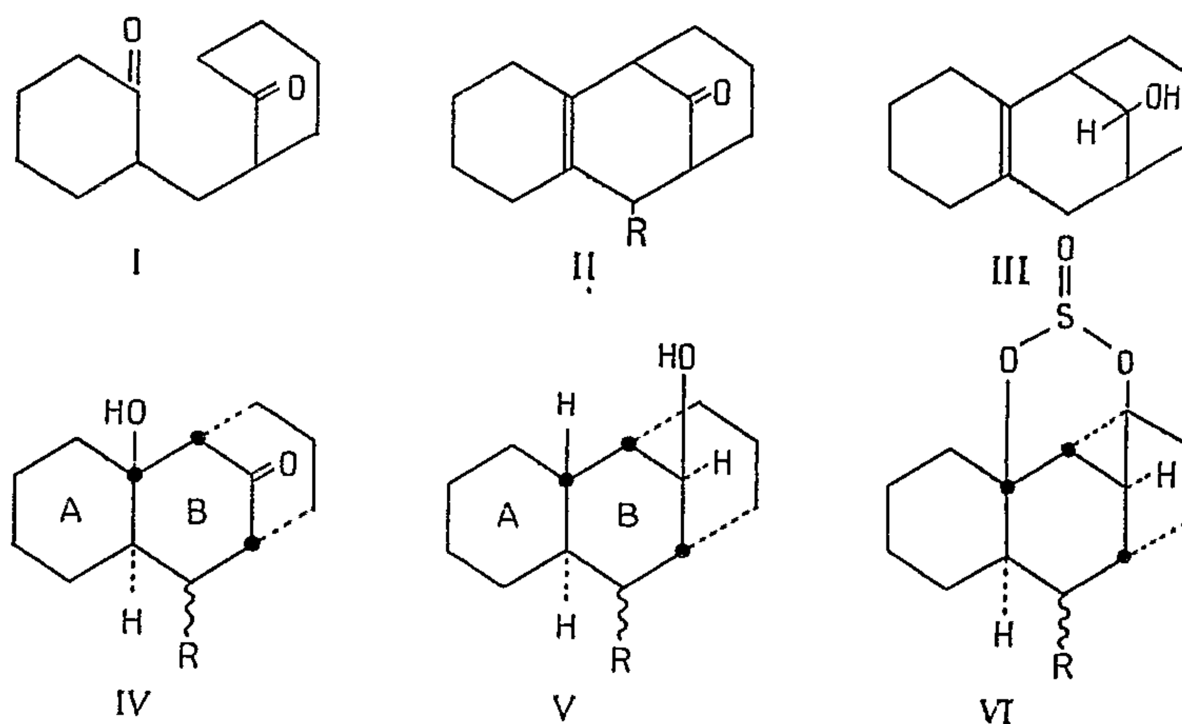
([3]) Paramètres mesurés par rapport à la maille du chlorure de sodium, $a = 5,6273$ kX d'après Staumanis.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Stéréochimie de quelques cétols et diols dérivés du cyclohexano-2.3 bicyclo-(1.3.3)nonane.* Note (*) de MM. **SYLVESTRE JULIA** et **DANIEL VARECH**, présentée par M. Marcel Delépine.

La déshydratation acide de δ-dicétones bicycliques conduit à des bicyclo-(1.3.3) nonénones tricycliques. Par réduction des cétols de Plesek et Munk, on obtient des diols présentant une forte liaison hydrogène, ce qui a permis de préciser la stéréochimie d'intéressants composés obtenus soit par la réaction de Plesek soit par la réaction de Michael.

L'un de nous avait étudié auparavant la cyclisation acide de chloro-buténylcyclohexanones en dérivés de la bicyclo-(1.3.3) nonénone ([1]). Au cours de cette cyclisation, il était possible que l'intermédiaire soit la δ-dicétone provenant, par hydrolyse, du chlore vinylique. Les propriétés des δ-dicétones monocycliques en milieu acide avaient déjà été étudiées par le groupe de A. C. Cope ([2]).

La dicétone bicyclique (I) ([3]), traitée par l'acide *p*-toluènesulfonique et l'acide acétique à chaud, donne facilement la cétone tricyclique (II, R = H), $É_{0,1}$ 87°, $C_{13}H_{18}O$ (trouvé %, C 82,0; H 9,8); semicarbazone F 195°, λ_{max}^{EtOH} 225 mμ (ε 15 000), $C_{14}H_{21}ON_3$ (trouvé %, C 68,1; H 8,4; N 16,7). La cétone (II) est réduite par $LiAlH_4$ en un carbinol (III), F 102° $C_{13}H_{20}O$ (trouvé %, C 81,0; H 10,5). Le même carbinol (III) est obtenu aussi par hydrogénation catalytique de la cétone (II), ce qui rend très probable la position ditertiaire de la double liaison.

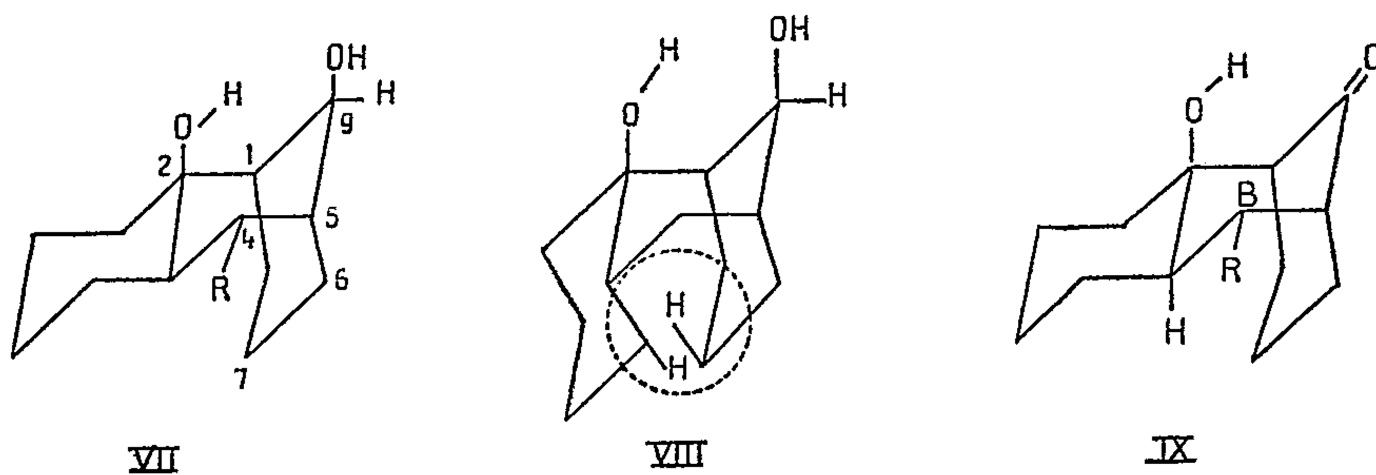


Nos recherches sur la cyclisation de diverses δ-dicétones dissymétriques étaient en cours, lorsque parut un travail de J. Plesek et P. Munk ([4]). Les

auteurs tchèques observèrent que la dicétone (I) traitée par la potasse méthanolique donnait le cétol (IV, R = H) F 171° et que divers cétols cristallisés (IV, R = CH_3, C_2H_5, etc.) étaient facilement obtenus par chauffage d'un mélange de cyclohexanone et de potasse dans l'éthanol, le propanol, etc., sans préciser la stéréochimie des composés obtenus. Ils déshydratèrent le cétol (IV, R = CH_3) par SO_4H_2 ou ClH en cétone éthylénique (II, R = CH_3). Selon ces auteurs, nous avons refait le cétol (IV, R = H). Nous l'avons ensuite traité par l'acide toluènesulfonique dans l'acide acétique pour obtenir une cétone (II, R = H) dont la semicarbazone F 194° est identique à celle obtenue plus haut.

Les cétols (IV, R = H et CH_3) sont réduits par $LiAlH_4$ en diols correspondants : (V, R = H), $C_{13}H_{22}O_2$ (trouvé %, C 74,3; H 10,3) F 174°; (V, R = CH_3), $C_{14}H_{24}O_2$ (trouvé %, C 75,1; H 10,6) F 124°. Ces diols sont acétylés en monoacétates $C_{15}H_{24}O_3$ (trouvé %, C 71,5; H 9,6) F 100° et $C_{16}H_{26}O_3$ (trouvé %, C 72,5; H 10,0) F 117°. Il est aussi facile d'obtenir les monotosylates $C_{20}H_{28}O_4S$ (trouvé %, C 65,7; H 7,8) F 130° et $C_{21}H_{30}O_4S$ (trouvé %, C 66,4; H 8,1) F 107°. Les tosylates précédents traités par le tertiobutylate de potassium ne donnèrent pas d'aldéhydes ou de cétones qui pourraient résulter d'une scission stéréospécifique ([5]) si le groupement tosyloxy était dans la position favorable : c'est-à-dire équatorial dans le cycle B.

L. P. Kuhn ([6]) avait montré que le cis cyclohexanediol-1.3 était stabilisé dans la conformation diaxiale par une liaison hydrogène : les spectres infrarouges en solution dans CCl_4 mettaient en évidence la présence de deux bandes OH, dont la séparation est d'autant plus grande que la liaison hydrogène est plus forte. Les diols (V, R = H et CH_3) en solution dans CCl_4 présentent tous deux à l'infrarouge deux bandes, l'une due à OH libre



à 3611 cm^{-1} et l'autre due à OH associé à 3498 cm^{-1}. Remarquons ici que la séparation des deux bandes ($\Delta\nu = 113$) est très grande comparée à celle ($\Delta\nu = 75$) observée pour le cis cyclohexanediol-1.3 ([6]). Il faut donc conclure à une forte liaison hydrogène chez les diols (V), ce qui s'explique en examinant les deux conformations possibles (VII) ou (VIII) pour un diol diaxial avec les cycles A

et B trans ou cis. Les modèles moléculaires montrent que la conformation (VII) trans est plus probable, car pour l'isomère cis (VIII) les hydrogènes soulignés dans la formule (VIII) sont trop rapprochés stériquement. La forme trans IX serait en outre favorable à une déshydratation axiale en cétone oléfinique (II).

Pour obtenir enfin une preuve chimique de la diaxialité des groupements hydroxyles chez les diols (V), nous nous sommes inspirés d'une préparation récente de sulfites cycliques de dihydroxy-3 β.5 β stérols ([7]). En effet, les diols (V) traités par le chlorure de thionyle et la pyridine dans le chloroforme conduisent aux sulfites cycliques (VI, R = H), F 96°, $C_{13}H_{20}O_3S$ (trouvé %, C 61,0; H 8,1) et (VI, R = CH_3), F 95°, $C_{14}H_{22}O_3S$ (trouvé %, C 62,5; H 8,4). Comme il est probable que les cycles A et B sont trans pour les diols (V), il en est de même pour les cétols de départ (IX). En considérant comme noyau de base le cycle B qui est le plus substitué et en appliquant à la fonction cétone les règles classiques de réduction par les hydrures mixtes, on retrouve précisément la forme diaxiale des diols (VII). En effet, l'hydroxyle secondaire est trans par rapport aux substituants en 1 et 5, et cis par rapport à l'hydroxyle en 2. La position des substituants en 4 reste encore en suspens. Cet ensemble de faits conduit à proposer les formules stéréochimiques (IV) et (V).

En faisant agir selon Michael la benzylidènecyclohexanone sur la cyclohexanone, nous avons obtenu le cétol (IV, R = C_6H_5) F 212°, $C_{19}H_{24}O_2$ (trouvé %, C 80,2; H 8,6), dont le spectre infrarouge dans CCl_4 présente deux bandes hydroxyle à 3597 et 3398 cm^{-1}. Ce cétol est identique à celui obtenu en chauffant le mélange d'alcool benzylique, de cyclohexanone et de potasse dans le dioxanne. Par réduction soit catalytique, soit à l'aide de $LiAlH_4$, on obtient le diol (V, R = C_6H_5) F 190°, $C_{19}H_{26}O_2$ (trouvé %, C 79,6; H 9,2).

En opérant selon Plesek et Munk ([4]) il nous a été facile d'obtenir d'autres cétols portant une nouvelle fonction oxygénée dans le substituant R. Ainsi, à partir du méthoxy-2 éthanol, le cétol (IV, R=CH_3OCH_2—) F 141°, $C_{15}H_{24}O_3$ (trouvé %, C 71,3; H 9,6) et le diol correspondant F 95°, $C_{15}H_{26}O_3$ (trouvé %, C 71,3; H 10,7); à partir de l'éthoxy-2 éthanol, le cétol (IV, R=$C_2H_5OCH_2$—) F 136°, $C_{16}H_{26}O_3$ (trouvé %, C 72,5; H 10,0) et le diol F 77°, $C_{16}H_{28}O_3$ (trouvé %, C 71,3; H 10,6).

(*) Séance du 24 février 1958.

([1]) S. JULIA, *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 780.

([2]) A. C. COPE et al. *J. Amer. Chem. Soc.*, **72**, 1950, p. 3399, 3405 et 5228; **73**, 1951, p. 4702.

([3]) La cétone (I) a été préparée selon N. S. GILL, K. B. JAMES, F. LIONS et K. T. POTTS, *J. Amer. Chem. Soc.*, **74**, 1952, p. 4923 ou selon J. COLONGE, J. DREUX et H. DELPLACE, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 1635.

([4]) *Chem. Listy*, **51**, 1957, p. 633; *Chem. Abst.*, **51**, 1957, p. 11261.

([5]) R. B. CLAYTON, H. B. HENBEST et M. SMITH, *J. Chem. Soc.*, 1957, p. 1982.

([6]) *J. Amer. Chem. Soc.*, **74**, 1952, p. 2492. *Voir* aussi des études spectroscopiques

récentes sur les liaisons hydrogène des spiro-(4, 4) nonandiols : TH. BÜRER, E. MAEDER et Hs. H. GÜNTHARD, *Helv. Chim. Acta*, 40, 1957, p. 1823.

(7) P. B. D. de la MARE, W. KLYNE, D. J. MILLEN, J. G. PRITCHARD et D. WATSON, *J. Chem. Soc.*, 1956, p. 1813.

(*École Nationale Supérieure de Chimie, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Hydrogénation duplicative de l'aldéhyde phénylpropargylique.* Note de M. **MARC HENRI DURAND**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'aldéhyde phénylpropargylique C_9H_6O a été réduit par l'hydrogène naissant en milieu acide et a fourni comme les aldéhydes α-acétyléniques précédemment obtenus, un glycol de duplication $C_{18}H_{14}O_2$ dont la structure et les dérivés d'hydrogénation sont étudiés.

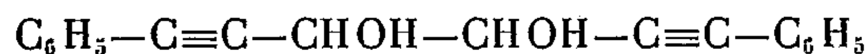
La réduction des aldéhydes α-éthyléniques ou aromatiques juxtanucléaires par l'hydrogène naissant en milieu acide conduit, comme de nombreux auteurs l'ont montré, au glycol bisecondaire de duplication sans réduction de la fonction non saturée éthylénique ou aromatique.

Guidés par l'étude polarographique de Ch. Prévost, P. Souchay et J. Chauvelier (1), effectuée sur l'aldéhyde phénylpropargylique, nous avons précédemment étendu ce mode de réduction duplicative à trois aldéhydes α-acétyléniques : l'hexyne-2 al, l'heptyne-2 al et l'octyne-2 al (2).

Il paraissait intéressant d'effectuer précisément la réduction de l'aldéhyde phénylpropargylique sur lequel avait été réalisée l'étude polarographique.

Cet aldéhyde a été préparé par la méthode classique : action de l'orthoformiate d'éthyle sur le magnésien du phénylacétylène et hydrolyse de l'acétal ainsi obtenu (3), (4).

L'hydrogénation a été effectuée par le zinc et l'acide acétique selon le mode opératoire de J. Wicmann (5). Il convient de maintenir le mélange vers — 10°, avec une vigoureuse agitation. On met un peu de sulfate de cuivre afin de constituer un couple zinc-cuivre facilitant l'attaque du zinc par l'acide. On obtient un liquide très visqueux duquel il est possible de retirer l'aldéhyde phénylpropargylique n'ayant pas réagi, un peu d'alcool phénylpropargylique (6), $C_6H_5{-}C{\equiv}C{-}CH_2OH$ et le glycol, le diphényl-1.6 hexadiyne-1.5 diol-3.4,

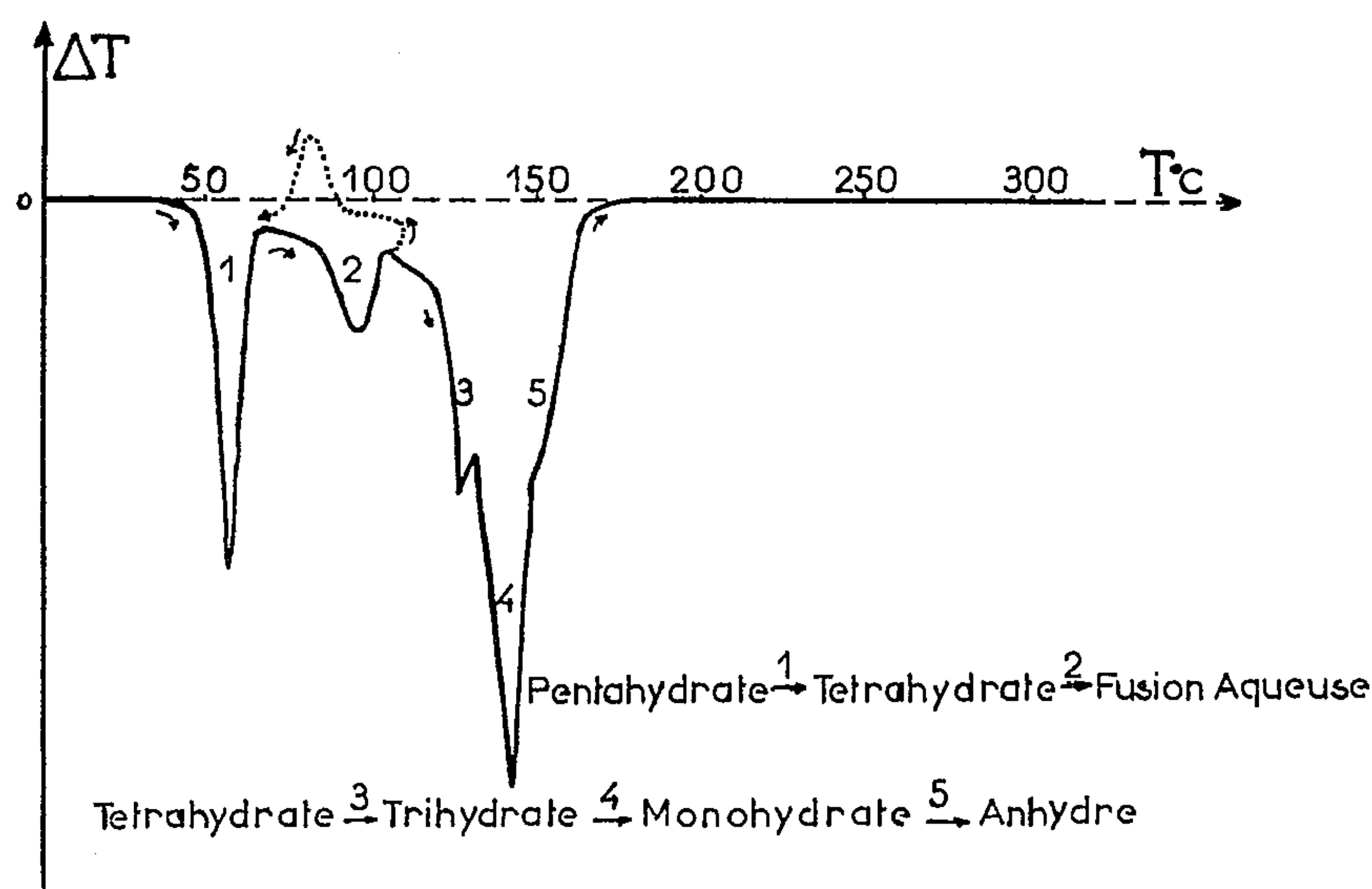


$$C_6H_5{-}C{\equiv}C{-}CHOH{-}CHOH{-}C{\equiv}C{-}C_6H_5$$

avec un rendement de l'ordre de 25 % qu'on espère améliorer.

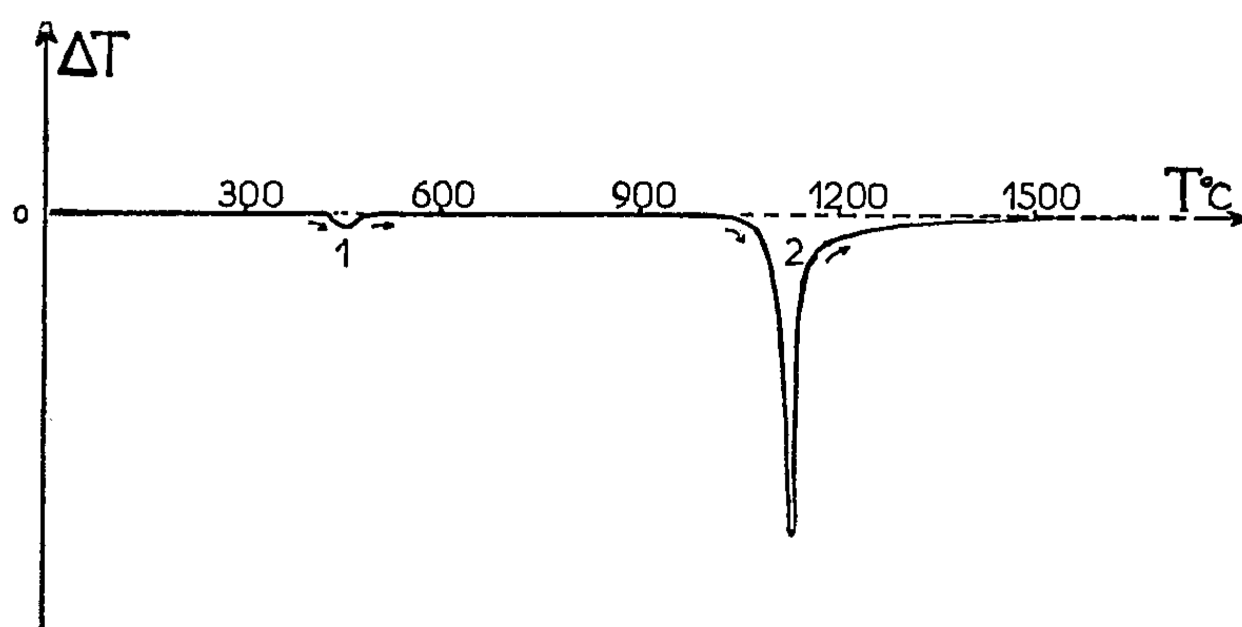
Ce glycol a été purifié par cristallisation d'abord dans le cyclohexane, ensuite dans l'eau où il est notablement soluble à l'ébullition et très peu soluble à froid.

Nous n'avons obtenu que des cristaux fondant à 123-124° correspondant à l'une des deux formes : la forme inactive par nature ou forme méso et la forme racémique. La duplication des aldéhydes α-acétyléniques aliphatiques avait conduit aux deux formes possibles.



Courbe I.

L'hydrogénation catalytique au nickel de Raney, à froid, à la pression atmosphérique, donne quantitativement le glycol saturé bisecondaire : le diphényl-1.6 hexane diol-3.4 (7), F 134° fusion instantanée au bloc Maquenne (pour 132° donné par Kuhn et Rebel).



Courbe II.

Ce corps, décrit dans le traité de V. Grignard (8), a la structure inactive par nature (méso). Il est probable que le glycol acétylénique a la même structure, l'hydrogénation catalytique des triples liaisons ne changeant sans doute pas l'isomérie des carbones portant les fonctions alcools.

Par semi-hydrogénation en présence de catalyseur de Lindlar dans les mêmes conditions de température et de pression que précédemment, nous obtenons le glycol diéthylénique correspondant : diphényl-1.6 hexadiène-1.5diol-3.4, l'hydrocinnamoïne ([7]), F 157° (fusion instantanée au bloc Maquenne) de structure méso.

Nous nous proposons de généraliser cette étude en l'appliquant à des mélanges d'aldéhydes de structures distinctes : α-éthyléniques, aromatiques juxtanucléaires d'une part, acétyléniques, aliphatiques ou aromatiques d'autre part, selon la méthode utilisée par J. Wiemann dans le cas de mélanges d'aldéhydes α-éthyléniques ([9]).

([1]) Ch. Prévost, P. Souchay et J. Chauvelier, *Bull. Soc. Chim.*, 18, 1951, p. 273.
([2]) L. Piaux et M. Durand, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1774.
([3]) J. Chauvelier, *Bull. Soc. Chim.*, 17, 1950, p. 272.
([4]) *Organic Synthèses*, 25, p. 92.
([5]) J. Wiemann, *Ann. Chim.*, 11e série, 5, 1936, p. 267.
([6]) C. Moureu, *Bull. Soc. Chim.*, 27, 1902, p. 360.
([7]) R. Kuhn et O. Rebel, *Ber.*, 60, 1927, p. 1565.
([8]) V. Grignard, *Traité de chimie organique*, 7, p. 195.
([9]) J. Wiemann, *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 877.

(*Laboratoire de Chimie III, P. C. B.*, 12, *rue Cuvier*, *Paris*, 5e.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Isomérisations dans la série de la yohimbine.* Note de MM. **Alain Le Hir** et **Edgar W. Warnhoff**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'isomérisation de la yohimbine en β-yohimbine peut se faire, soit par l'intermédiaire de la yohimbinone, soit directement par chauffage avec du butylate tertiaire de potassium. Ce dernier réactif permet aussi l'isomérisation de l'alloyohimbine en α-yohimbine.

La yohimbine, la corynanthine ([1]) et la β-yohimbine ([2]) sont trois stéréoisomères répondant à la formule (I). Ces alcaloïdes possèdent le même squelette pentacyclique et ne diffèrent que par la position spatiale des deux groupements fonctionnels fixés sur les atomes de carbone en 16 (—$COOCH_3$) et 17 (—OH).

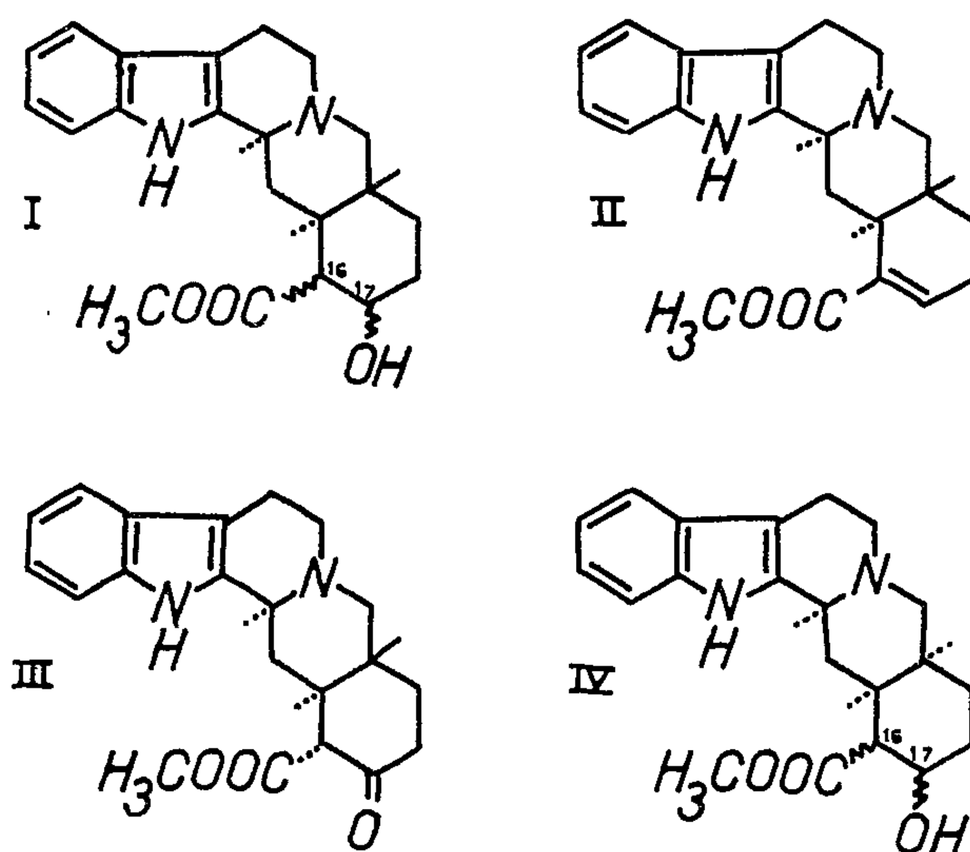
Dans la yohimbine, l'hydroxyle est en position axiale et l'ester en position équatoriale. Dans la corynanthine, les deux groupements sont en positions axiales. Le passage de la corynanthine à la yohimbine a été réalisé par hydrolyse alcaline, puis estérification de l'acide yohimbique obtenu ([3]). Au cours de la saponification, il y a épimérisation au niveau du carbone 16.

Pour la β-yohimbine, l'un de nous avec R. Goutarel ([2]) a proposé,

en 1953, la formule (I) avec les deux groupements équatoriaux. Cette conformation a été vérifiée récemment par W. O. Godtfredsen et S. Vangedal [4], qui ont transformé la yohimbine en β-yohimbine en quatre opérations, avec passage par l'apo-yohimbine (II). Nous avons pu réaliser la même transformation en deux étapes, puis en une seule.

Dans la première méthode utilisée, l'intermédiaire est la yohimbinone (III) obtenue par oxydation de la fonction alcool secondaire en fonction cétone par le butylate tertiaire de potassium et la fluorénone, dans le benzène. Cette cétone peut être préparée indifféremment à partir de la corynanthine, de la β-yohimbine ou de la yohimbine. Elle cristallise en fines aiguilles blanches dans le méthanol, solvant dans lequel elle est très peu soluble. F 265° (corrigé, en tube capillaire scellé sous vide); $[\alpha]_{20}^{D}$ + 16°,5 (pyridine, $c = 1$); $C_{21}H_{24}O_3N_2$, calculé %, C 71,57; H 6,86; N 7,95; trouvé %, C 71,6; H 7,0; N 8,0. Le spectre infrarouge présente une bande NH à 2,95 μ et deux bandes C=O à 5,8 et 5,9 μ.

La yohimbinone traitée par le borohydrure de potassium donne la β-yohimbine.



La seconde méthode, plus rapide, pour passer de la yohimbine à la β-yohimbine, consiste à chauffer la yohimbine dans le benzène bouillant, en présence de butylate tertiaire de potassium. On recueille ainsi directement et en une seule opération la β-yohimbine.

Ce même traitement appliqué à la corynanthine donne essentiellement de l'apo-yohimbine (III), par élimination de l'hydroxyle en 17 et de l'atome d'hydrogène équatorial en 16. L'apo-yohimbine a été parfaitement identifiée avec un échantillon d'apo-yohimbine préparée selon la méthode de G. Barger et E. Field [3].

L'allo-yohimbine et l'α-yohimbine sont deux autres stéréoisomères (IV) de la yohimbine ([6]). Ici le squelette commun est le (-)allo-yohimbane.

Dans l'α-yohimbine, les deux groupements en 16 et 17 sont en positions équatoriales, ce qui a été établi par l'obtention de cet alcaloïde à partir de la déserpidine ([7]) et que vient confirmer le passage de l'allo-yohimbine à l'α-yohimbine. Cette épimérisation a été réalisée, comme celle de la yohimbine en β-yohimbine, par chauffage de l'allo-yohimbine en présence de butylate tertiaire de potassium dans le benzène. L'α-yohimbine ainsi obtenue est identique à l'α-yohimbine naturelle.

(1) M.-M. Janot, R. Goutarel, A. Le Hir, M. Amin et V. Prelog, *Bull. Soc. Chim.*, 19, 1952, p. 1081.

(2) A. Le Hir et R. Goutarel, *Bull. Soc. Chim.*, 20, 1953, p. 1023.

(3) M.-M. Janot et R. Goutarel, *Bull. Soc. Chim.*, 16, 1949, p. 509.

(4) *Acta Chemica Scandinavica*, 11, 1957, p. 1013.

(5) *J. Chem. Soc.*, 123, 1923, p. 1038.

(6) A. Le Hir, M.-M. Janot et R. Goutarel, *Bull. Soc. Chim.*, 20, 1953, p. 1027.

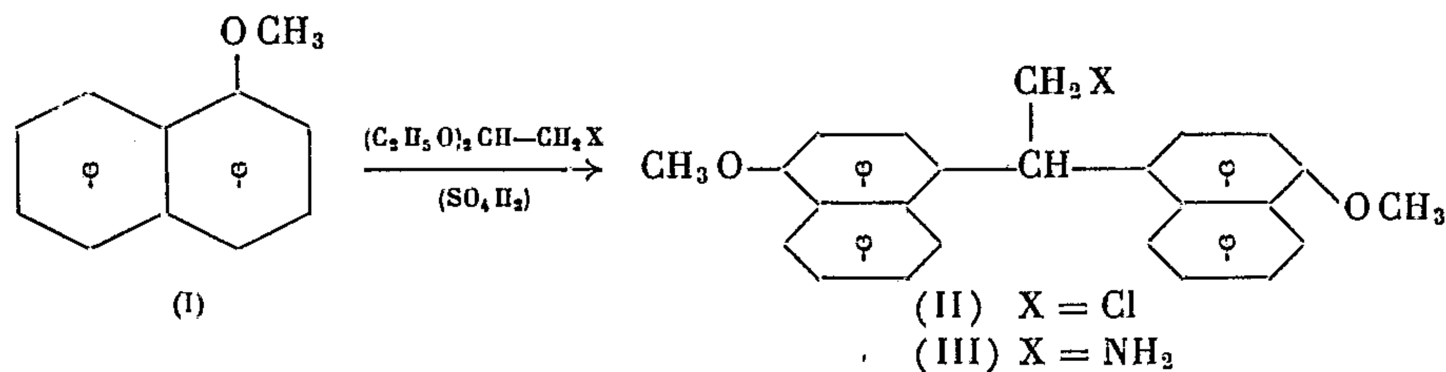
(7) H. B. Mac Phillamy, L. Dorfman, C. F. Huebner, E. Schlittler et A. F. St. André, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 4335.

(*Faculté de Pharmacie, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Contribution à l'étude des ω-halogéno et ω-amino-gem-diaryléthanes; dérivés obtenus par condensation du chloracétal et de l'amino-acétal sur l'α-méthoxynaphtalène.* Note de M. **Raymond Quelet** et Mme **Colette Broquet-Borcel**, présentée par M. Marcel Delépine.

La condensation du chloracétal et de l'aminoacétal sur l'α-méthoxynaphtalène fournit dans de bonnes conditions les ω-chloro et amino-gem-bis-(méthoxy-4 naphtyl-1) éthanes dont on a étudié quelques propriétés et en particulier leur transformation en bis-(méthoxy-4 naphtyl-1) éthylènes.

Comme les éthers-oxydes phénoliques de la série benzénique ([1]), le méthoxy-1 naphtalène donne avec les halogéno et aminoacétals diéthyliques dérivant de l'éthanal une réaction de condensation qui permet d'obtenir dans de bonnes conditions les gem-diaryléthanes correspondants :



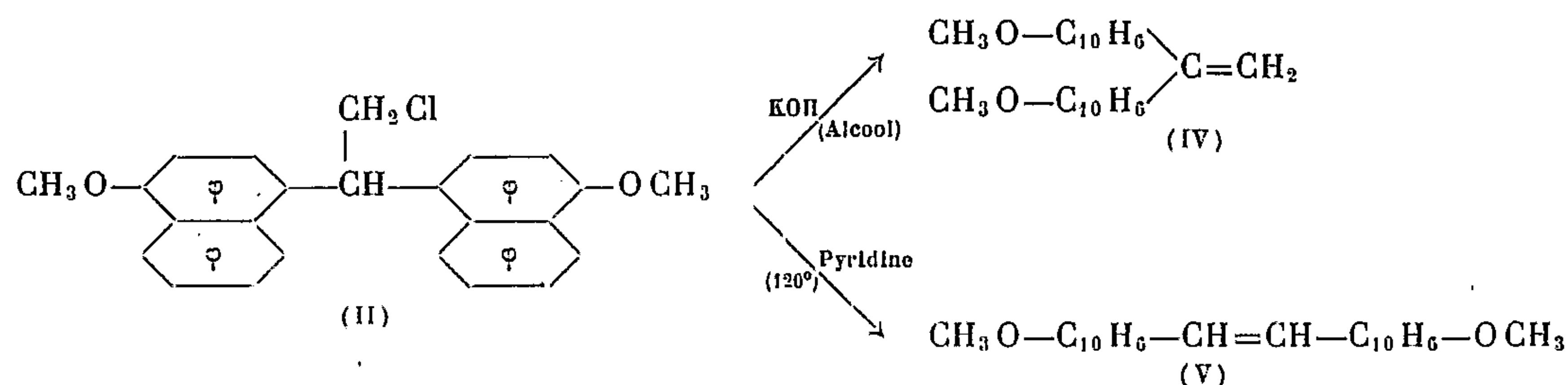
La condensation s'effectue en solution acétique, suivant un mode opératoire calqué sur celui qui a été utilisé en série benzénique. A la solution froide (0°)

renfermant 24 g de méthoxynaphtalène et 11 g de chloracétal (ou la quantité équivalente d'aminoacétal) dans 50 ml d'acide acétique cristallisable, on ajoute lentement, en agitant, 30 ml d'un mélange, à volumes égaux, d'acide sulfurique concentré et d'acide acétique. Pendant la durée de l'addition (3 h environ) la température du mélange est maintenue entre 0 et 5°. On laisse ensuite le mélange au repos jusqu'au lendemain, à la température du laboratoire. On extrait à la façon habituelle après avoir versé le contenu du ballon dans l'eau glacée.

Dérivés obtenus au moyen du chloracétal. — Avec le chloracétal, on obtient le bis-α.α-(*méthoxy-4 naphtyl-1*) β-*chloroéthane* (II), aiguilles (éthanol) F 153° (Rdt 70 %).

Analyse : ($C_{24}H_{21}O_2Cl$), calculé %, C 76,5; H 5,70; Cl 9,80; trouvé %, C 76,8; H 5,65; Cl 9,80.

Soumis à l'action des agents de déchlorhydratation, ce composé se comporte comme les ω-chloro-gem-diphényléthanes en donnant, suivant les conditions, le produit normal attendu : gem-diaryléthylène ou le produit transposé, type stilbène :

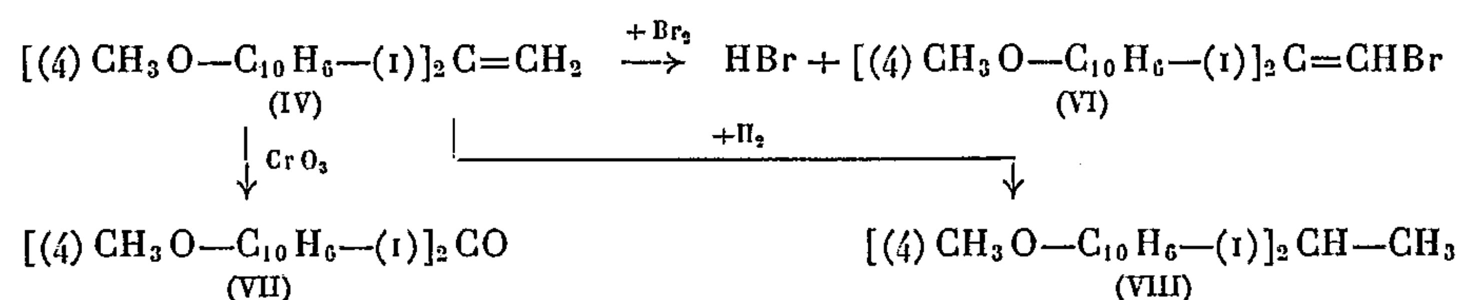


Le premier de ces composés : *gem-bis-(méthoxy-4 naphtyl-1) éthylène* (IV), paillettes incolores (acide acétique) F 141-142°, s'obtient avec un rendement de 80 % par chauffage à reflux avec la potasse en solution alcoolique à 30 %.

Analyse : ($C_{24}H_{20}O_2$), calculé %, C 84,78; H 5,93; trouvé %, C 84,64; H 6,01.

Il donne avec SO_4H_2 une coloration bleue (halochromie) et fixe à froid la quantité théorique de brome; le dérivé dibromé est instable et perd rapidement BrH; après recristallisation dans l'acide acétique, on obtient l'ω-*bromo bis-α.α-(méthoxy-4 naphtyl-1) éthylène* ($C_{24}H_{19}O_2Br$) (VI) F 160°.

Oxydé par le mélange acétochromique il conduit à la *bis-(méthoxy-4 naphtyl-1) cétone* ($C_{23}H_{18}O_3$) (VII) F 143° qui a déjà été préparée par Gina (²).



Enfin, par hydrogénation à froid sur nickel de Raney il fournit le *gem-bis-(méthoxy-4 naphtyl-1) éthane* ($C_{24}H_{22}O_2$) (VIII) F 86°.

Le *bis-α.β-(méthoxy-4 naphtyl-1) éthylène* (V) aiguilles (acide acétique) F 221° se prépare par chauffage du gem-bis-(méthoxy-4 naphtyl-1) ω-chloroéthane (II) dans la pyridine bouillante. Comme son isomère décrit plus haut il donne avec SO_4H_2 une coloration rouge.

Analyse : ($C_{24}H_{20}O_2$), calculé %, C 84,78; H 5,93; trouvé %, C 85,0; H 5,94.

Sa structure est vérifiée par le fait que son oxydation par ozonolyse donne naissance à l'*acide méthoxy-4 naphtoïque-1* F 230° déjà obtenu par Gatterman (³) par oxydation de l'aldéhyde correspondant. D'autre part, il s'hydrogène à froid (Ni Raney) pour donner le bis-α.β-(méthoxy-4 naphtyl-1) éthane ($C_{24}H_{22}O_2$) aiguilles (alcool) F 154°.

Condensation avec l'aminoacétal. — Le composé (III) résultant de cette condensation : *le gem-bis-(méthoxy-4 naphtyl-1) ω aminoéthane* s'isole avec un rendement de 60 % après neutralisation à l'ammoniaque du mélange réactionnel, extraction au chloroforme et recristallisation dans le toluène. Il se présente sous forme d'aiguilles incolores F 129°.

Analyse : ($C_{24}H_{23}O_2N$), calculé %, C 74,88; H 6,45; trouvé %, C 74,63; H 6,67. *Chlorhydrate* F 262°. *Picrate* F 266°.

Pour confirmer sa structure, signalons que par oxydation acétochromique il donne la bis-(méthoxy-4 naphtyl-1) cétone F 143° déjà signalée et que, d'autre part, soumis à la désamination nitreuse, il se comporte comme les gem-diphényléthylamines [4] en donnant un α-β-bis-(méthoxy-4 naphtyl-1) éthylène identique à celui que nous avons obtenu par déchlorhydratation sur pyridine du dérivé chloré (II).

Nous avons préparé son dérivé N-acétylé F 236° sur lequel nous avons essayé sans succès de réaliser la réaction classique de cyclisation [5] qui était susceptible de conduire à une benzo-isoquinoléine substituée.

(1) J. A. Corr, *Thèse*, Bonn, 1932, p. 30; R. Quelet et coll., *Bull. Soc. chim.*, 1956, p. 28.

(2) Gina, *Gazz. chim. ital.*, 47, 1917, p. 54.

(3) Gattermann et Hess, *Ann. Chem.*, 244, 1888, p. 61-72.

(4) J. Lévy et P. Gallais, *Bull. Soc. chim.*, 43, 1928, p. 862.

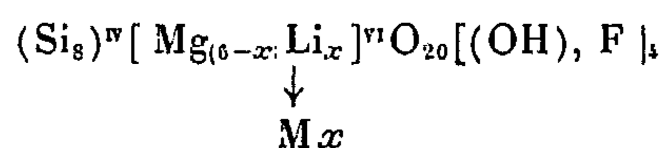
(5) A. Pictet et M. Inkelstein, *Ber. dtsch. chem. Ges.*, 26, 1909, p. 1979.

(Laboratoire de Chimie organique, Faculté des Sciences, Paris.)

MINÉRALOGIE. — *Le rôle de la valence des cations échangeables dans l'hectorite.* Note (*) de Mlle **Rachel Glaeser** et M. **Jacques Mering**, transmise par M. Charles Mauguin.

Le phénomène de « dissimulation » du cation bivalent est observé sur l'hectorite, en accord quantitatif avec les prévisions théoriques.

Le minéral argileux hectorite est un équivalent magnésien de la montmorillonite. Sa formule s'écrit :



$$(Si_8)^{IV}[Mg_{(6-x)}Li_x]^{VI}O_{20}[(OH),F]_4 \quad \downarrow \; Mx$$

où Mx représente l'équivalent en cations échangeables de la charge négative créée par x substitutions de Li au Mg.

Les propriétés de l'hectorite sont très voisines de celles de la montmorillonite. Les deux minéraux ont une structure en feuillets et tous les deux sont solvatés par l'insertion de couches mono- ou poly-moléculaires d'eau ou encore de molécules organiques polaires.

Les états solvatés sont considérablement *plus stables* dans la montmorillonite saturée de cations *bivalents* que dans la montmorillonite saturée de cations *monovalents* ([1]). La même propriété se retrouve dans l'hectorite.

La structure du feuillet de la montmorillonite ou de l'hectorite explique cet effet de la valence du cation échangeable. En effet, dans cette structure, la neutralisation *locale* des charges négatives (monovalentes), créées par les substitutions isomorphes, n'est possible que pour les cations monovalents. Les cations polyvalents ne réalisent qu'une neutralisation statistique et laissent subsister des excès locaux de charges positives ou négatives. Il en résulte que les cations polyvalents doivent manifester une forte tendance à fuir les positions localisées et à s'incorporer dans la couche de solvatation. Les précisions suivantes nous paraissent utiles :

1° La neutralisation locale est réalisée lorsqu'un cation monovalent se trouve à la distance la plus courte — stériquement possible — d'une substitution Mg → Al (montmorillonite) ou Li → Mg (hectorite). Cette distance minimum se trouve réalisée avec les cations monovalents engagés dans les cavités hexagonales du feuillet, qui se trouvent au voisinage immédiat d'un atome substitué. Cette localisation, correspondant au minimum d'énergie de l'ensemble, est possible pour la totalité des cations monovalents. Ceux-ci doivent s'y maintenir, quel que soit l'état de solvatation du minéral. Il a été montré récemment ([2]) qu'effectivement, dans une montmorillonite hydratée, les cations Na demeurent engagés dans les cavités hexagonales, contrairement à l'opinion courante qui admet leur incorporation dans la couche d'eau.

2° Un cation bivalent ne peut réaliser une neutralisation locale qu'en se plaçant dans les cavités hexagonales qui se trouvent au voisinage immédiat de *deux* atomes substitués. Connaissant le nombre de substitutions (qu'on déduit de la composition chimique du minéral ou de la mesure de la capacité d'échange) et en admettant que ces substitutions sont réparties au hasard, on peut calculer la fraction α de la charge totale neutralisable localement par des cations bivalents ([3]).

3° Soit un minéral biionique dont la fraction f de la capacité d'échange est saturée par un cation bivalent (par exemple Ca), la fraction $(1-f)$ étant saturée par un cation monovalent (par exemple Na). Il résulte des considérations qui précèdent, que pour toutes les valeurs de f inférieures à α le minéral doit se comporter comme s'il était entièrement saturé de cations monovalents. Cet effet de « dissimulation » du Ca a été quantitativement vérifié dans la montmorillonite ([3]), ([4]).

Il nous a paru important d'étendre l'étude de ce phénomène à l'hectorite. Le feuillet de ce minéral diffère de celui de la montmorillonite par sa composition et par sa symétrie. Le calcul du taux critique α est, dans ce cas, plus compliqué que dans le cas de la montmorillonite, parce que les cavités hexagonales sont entourées de trois atomes substituables au lieu de deux. Le mode de ce calcul sera exposé dans une publication ultérieure. Nous n'en donnons ici que les résultats. La figure 1 représente les valeurs de α en fonction de la probabilité de substitutions p $(p = x/6)$.

Le travail expérimental a été effectué sur une hectorite de Hector (Californie), minéral homogène (ne contenant pas de montmorillonite) ([5]). La capacité d'échange mesurée sur ce minéral est de 0,8 mE/g, ce qui correspond à $x = 0{,}6$ et $p = 0{,}1$. La valeur théorique de α est 0,29 (*fig.* 1).

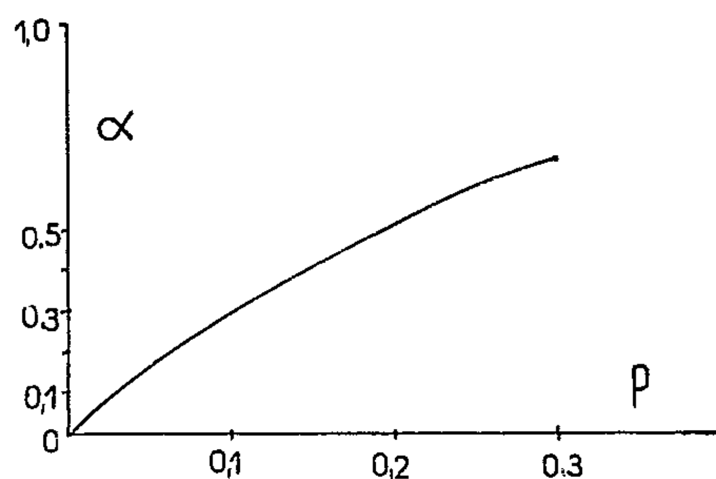


Fig. 1.

Une série d'échantillons d'hectorite bi-ioniques (Na, Ca) de f variant entre 0 et 1 a été préparée en dispersant dans l'eau des mélanges de quantités équivalentes d'hectorite-Na et d'hectorite-Ca. La redistribution homogène des cations se produit en quelques heures. Cette redistribution a été contrôlée à l'aide de diagrammes de rayons X. Les échantillons ont été séchés à l'état

congelé (pour éviter la formation d'agrégats orientés). L'ensemble de la série a été exposé, jusqu'à l'équilibre, dans deux humidités relatives (H. R.) : 5 % et 40 %. Dans H. R. de 5 % l'hectorite-Ca forme un hydrate homogène à une couche moléculaire d'eau; l'hectorite-Na ne contient pas d'eau entre les feuillets (elle en fixe une certaine quantité à la surface des particules). Dans H. R. de 40 % l'hectorite-Ca forme un hydrate homogène à deux couches et l'hectorite-Na forme un hydrate homogène à une couche. Les courbes de la figure 2 donnent les taux d'eau retenus, *en fonction de f*, pour les deux humidités relatives.

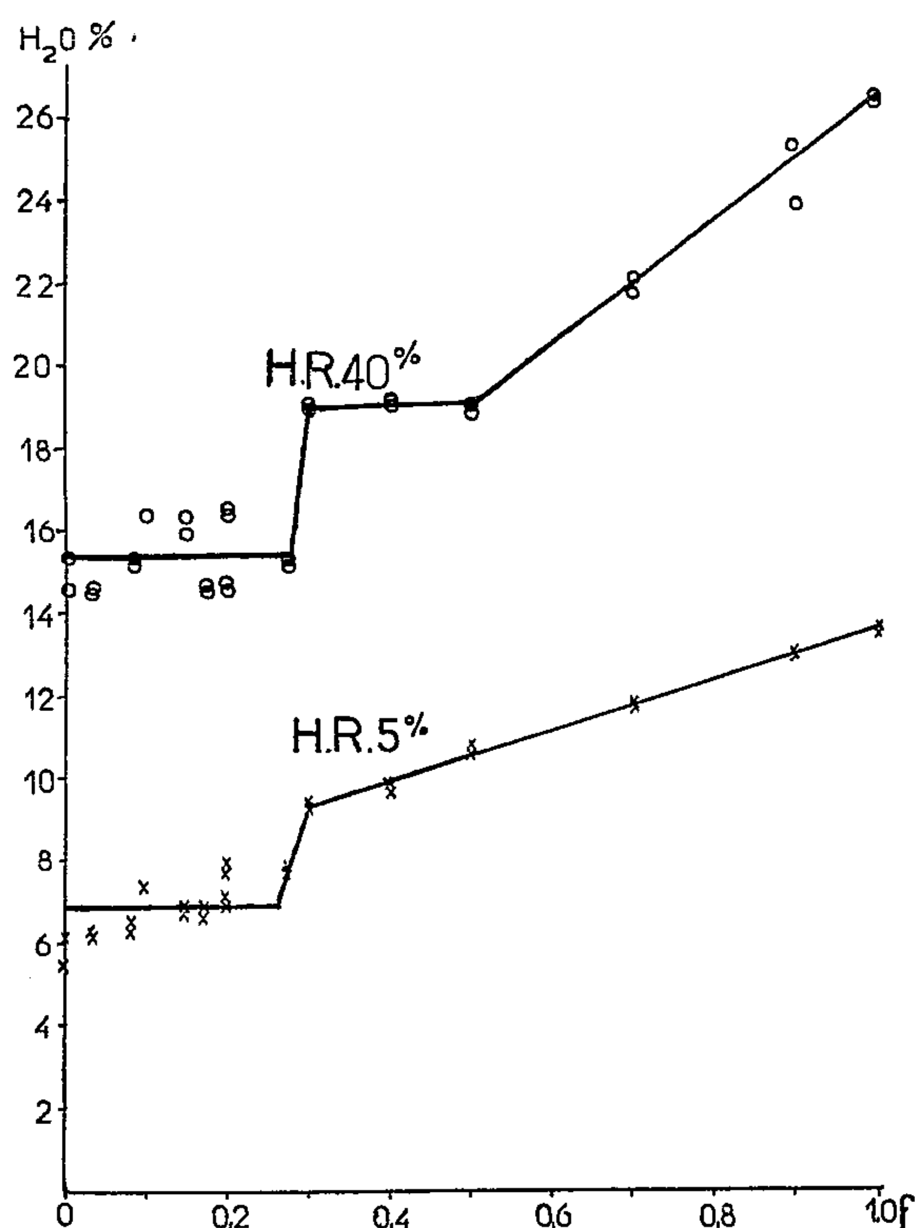


Fig. 2.

On remarque, qu'aux erreurs d'expériences près, l'état d'hydratation demeure constant pour $f < 0,3$ et qu'à cette valeur critique se situe une discontinuité nette. L'accord entre la valeur critique de f et la valeur calculée de α est très bon.

Ainsi se trouve confirmée la validité générale de notre conception du rôle joué par la distribution des charges dans les minéraux argileux.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) R. GLAESER, *Mémorial des Services Chimiques de l'État*, 39, 1954, 1er fasc.

(2) H. PEZERAT et J. MERING, *Clay Minerals Bull.*, Londres, 1957, (sous presse).

(3) J. MERING et R. GLAESER, *Bull. Soc. franç. Minér. Crist.*, 77, 1954, p. 519-530.
(4) R. GLAESER et J. MERING, *Clay Minerals Bull.*, 2, n° 12, Londres 1954.
(5) Don du Docteur J. W. JORDAN (Baroid Sales Divisions, Houston, Texas).

(*Laboratoire Central des Services chimiques de l'État, Paris.*)

CRISTALLOGÉNIE. — *Procédé de fabrication de monocristaux de sulfure de cadmium.* Note de M. **PIERRE PEIRONET**, M[lle] **HUGUETTE FOUCHÉ** et M. **MICHEL MARTINEAU**, transmise par M. Charles Mauguin.

On expose une méthode simple permettant d'obtenir, dans une enceinte entièrement close, des monocristaux de sulfure de cadmium, à partir du produit amorphe. Ces cristaux, convenablement traités thermiquement, manifestent des propriétés photoconductrices semblables et reproductibles.

En vue de systématiser l'étude des propriétés photoconductrices du sulfure de cadmium, nous avons cherché à préparer un grand nombre de monocristaux de pureté chimique et de structure semblables, à partir de S Cd amorphe obtenu par voie humide.

Une certaine expérience des méthodes décrites par plusieurs auteurs, nous a montré, entre autres inconvénients, ceux qui pouvaient résulter de l'emploi d'un courant gazeux pour entraîner les vapeurs de S Cd sublimé vers la zone de cristallisation : il est, par exemple, difficile d'éviter une certaine turbulence, même après un chauffage préliminaire du gaz d'entraînement utilisé, et cette turbulence ne va pas sans modification des conditions de sursaturation au voisinage des cristaux en croissance.

Notre but est d'obtenir que ces conditions de sursaturation soient rigoureusement définies et identiques pour l'ensemble des cristaux produits au cours d'une même opération. Les méthodes en tube scellé (1) nous ont paru particulièrement intéressantes dans leur principe mais délicates dans leur application. Nous avons cherché à nous en rapprocher par un procédé différent.

Nous avons utilisé une enceinte allongée verticalement, pourvue d'un dispositif de thermorégulation externe. Un disque de quartz poli ne laissant qu'un jeu minime entre ses bords et la paroi de l'enceinte y délimite une zone Z comprise entre le fond, où règne la température maxima (θ_{sub}), et l'isotherme θ_d ($\theta_d = \theta_{sub} - \varepsilon$, ε représente un écart de quelques degrés).

Le four, à trois enroulements indépendants convenablement shuntés, permet, le long de son axe, une répartition des températures telle que, pour un ε déterminé on puisse choisir le volume optimum de la zone Z.

L'opération s'effectue sous pression normale, dans une atmosphère non oxydante dont la densité est très inférieure à celle des vapeurs de S Cd.

Nous admettons, avec notre dispositif, que :

a. les courants de convection sont négligeables dans la zone Z;

b. le déplacement des vapeurs de S Cd s'effectue essentiellement par diffusion moléculaire;

c. après le début de la sublimation, la tension de vapeur de S Cd au voisinage du disque (paroi froide) est suffisante pour qu'un petit nombre de germes s'y créent;

d. ces germes croissent avec leur base 00.1 parallèle à la paroi froide, deviennent jointifs, et leur croissance se continue le long de l'axe sénaire ([2]).

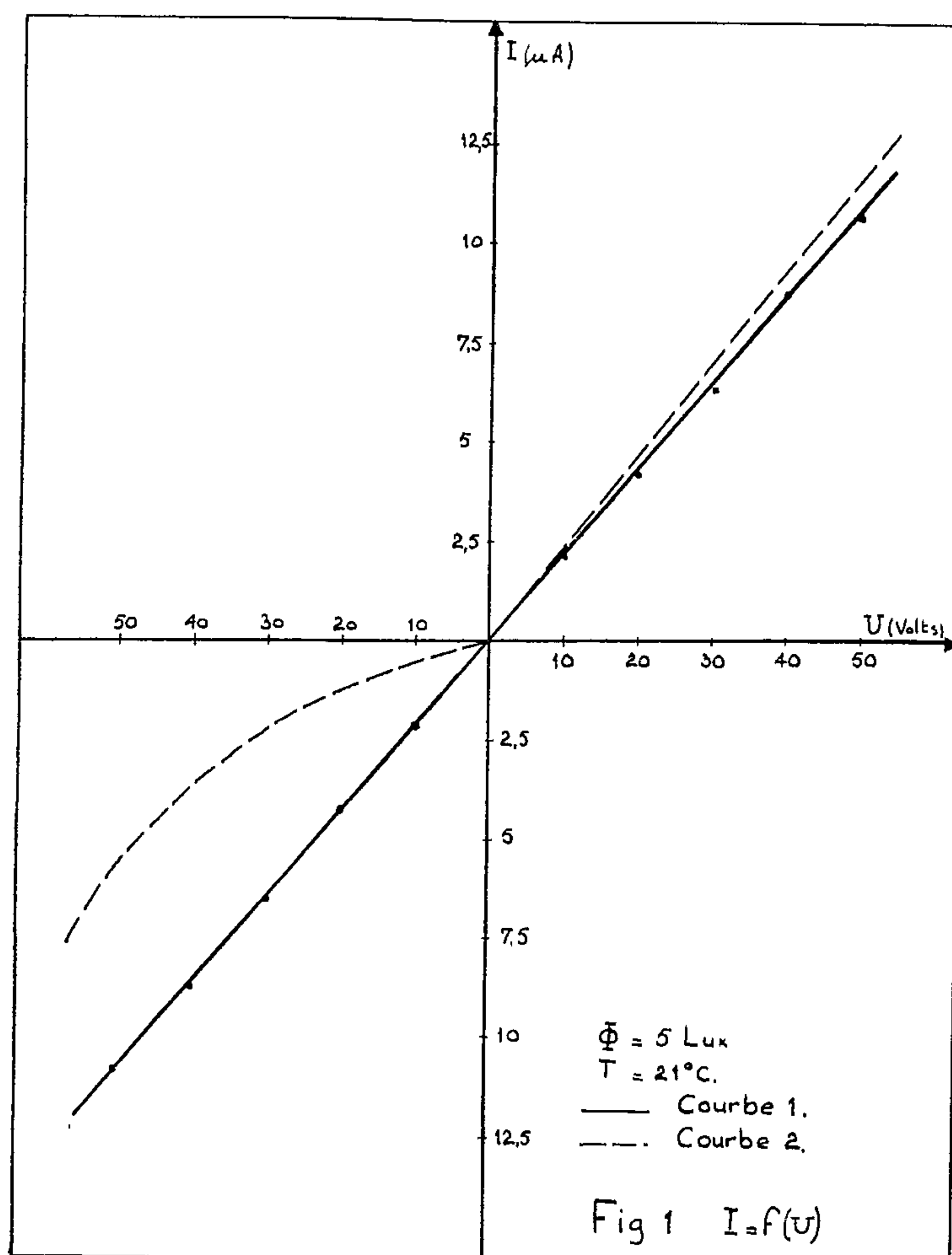


Fig 1 I = f(U)

Un traitement thermique stabilise les cristaux et répartit les éléments étrangers.

L'étude des propriétés photoconductrices de ces monocristaux a été effectuée en lumière blanche, à température constante. Avec des électrodes d'indium, réalisant des contacts ohmiques, la courbe représentative du photocourant en fonction de la tension appliquée, $I = f(u)$, obtenue

sous un éclairement de 5 lx (*fig.* 1, courbe 1), met en évidence la linéarité de la photoréponse. En utilisant des électrodes mixtes or-indium, on assiste à un effet de redressement (*fig.* 1, courbe 2) dû à la barrière de potentiel au contact or-cristal; sur la partie positive des deux courbes de la figure 1, on voit que les caractéristiques $I = f(u)$ sont identiques à 10 % près.

De plus, les résultats que donnent plusieurs cellules montées avec des contacts ohmiques sont reproductibles : les écarts ne dépassent pas 5 % de la valeur moyenne.

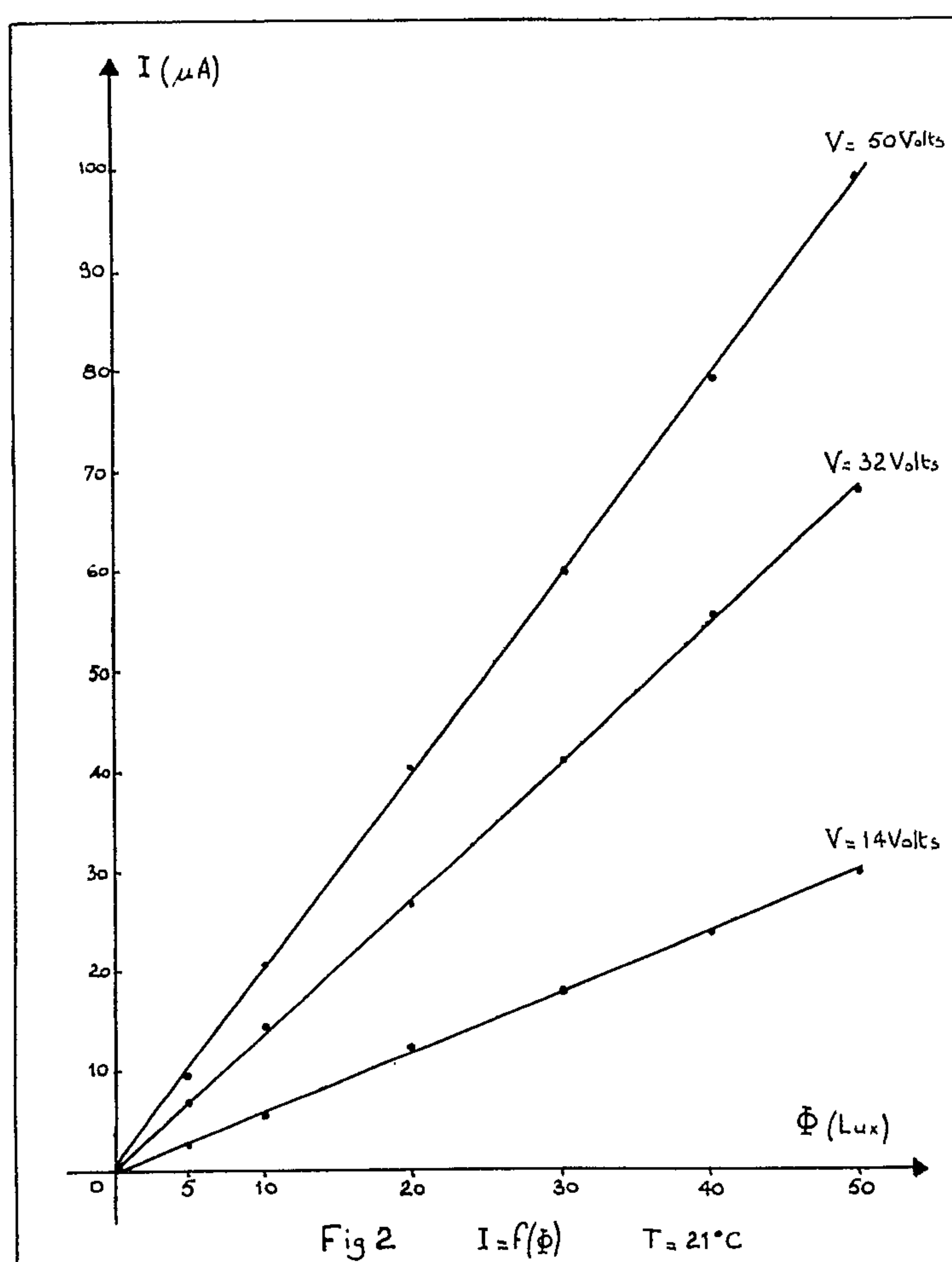


Fig 2 I=f(Φ) T= 21°C

Les courbes $I = f(\Phi)$, exprimant la valeur du photocourant en fonction de l'éclairement, caractérisent, pour trois tensions différentes, la sensibilité de la cellule monocristalline à la lumière blanche (*fig.* 2). Les résultats supportent très bien la comparaison avec ceux que signalent plusieurs auteurs.

Vu l'importance du nombre de cristaux obtenus au cours d'une même

fabrication, cristaux que nous considérons tous identiques, nous sommes en mesure d'étudier l'évolution de leurs propriétés après des traitements très divers, et d'attribuer les modifications de ces propriétés aux seuls traitements subis par les échantillons.

(1) S. J. Czyzak, D. J. Craig, C. E. Mc Cain et D. C. Reynolds, *J. Appl. Phys.*, 23, 1952, p. 932.
(2) E. Grillot, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 779.

GÉOLOGIE. — *Sur l'extension vers l'Équateur des faciès du Gondwana brésilien.* Note de M. **Jean Pimienta**, présentée par M. Pierre Pruvost.

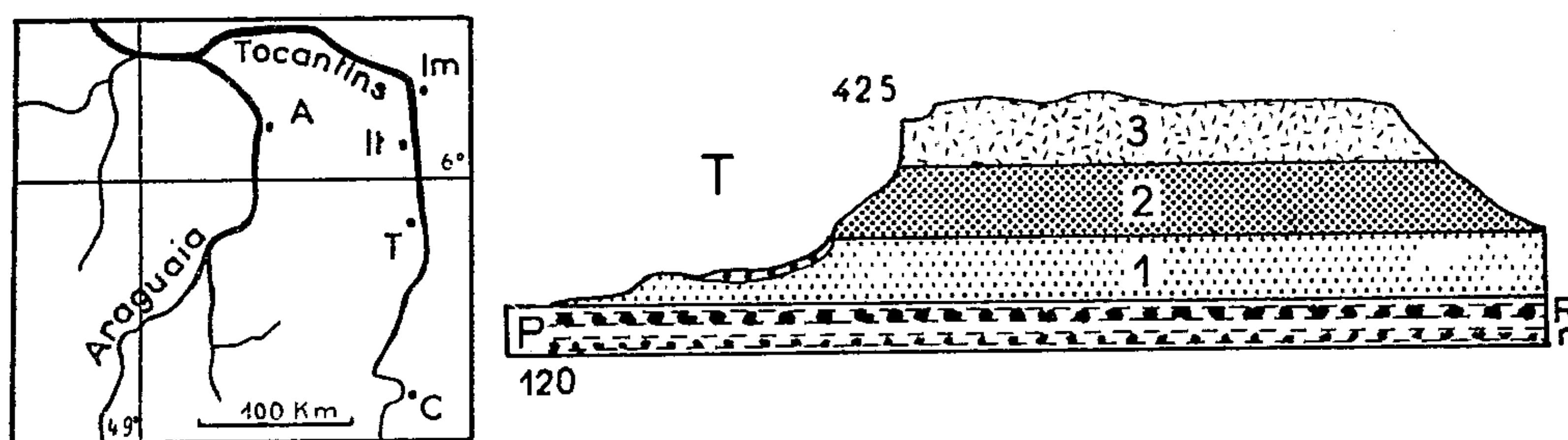
En bordure de la dépression sédimentaire de l'Amazone, on retrouve au Nord du bouclier brésilien les formations de Gondwana, seulement classiques jusqu'à présent sur son pourtour sud. Au Nord, toutefois, il n'y a pas de charbon exploitable dans le Permien, mais seulement des niveaux de bois silicifiés, et ce Permien deviendrait salifère au centre de la dépression de l'Amazone.

Les plateaux cristallins ou métamorphiques très altérés du bouclier brésilien sont bordés vers le Nord par une chaîne formée de longs plis parallèles, qui paraît calédonienne, car elle est elle-même bordée au Nord de Dévonien marin discordant, presque horizontal. Fossilifère (notamment dans la région de Pôrto Nacional), ce Dévonien plonge d'une manière insensible vers la dépression équatoriale de l'Amazone au Nord et, en continuant dans cette direction, on traverse des formations de plus en plus récentes qui le surmontent en concordance. On sait maintenant qu'elles comprennent du Carbonifère marin, W. Kegel ayant récolté et déterminé en 1952 une faune à gastropodes, lamellibranches et brachiopodes du Carbonifère supérieur (formation *Piaui* des Brésiliens) le long des berges du Rio Araguaia, en amont et en aval d'Araguatins. Cette faune avait déjà été vue en 1938 par Romeu Fleury (1).

Après le Carbonifère, la mer s'est retirée définitivement du bassin de l'Amazone, et les formations postérieures sont continentales. Celles-ci sont déjà reconnues, et elles sont même représentées, d'une façon schématique à vrai dire, sur les cartes géologiques existantes, mais personne à ma connaissance n'a signalé qu'on pouvait y retrouver les faciès du Gondwana, si classiques au Sud du bouclier brésilien.

Le Rio Tocantins, qui prend sa source vers le 15e parallèle austral, dans le bouclier brésilien, et qui a une embouchure commune avec l'Amazone près de l'Équateur, dans les formations alluviales tertiaires et quaternaires, forme une voie de communication naturelle — bien que la navigation y soit dangereuse et pas toujours possible —, qui permet de lever une coupe de toute la série stratigraphique surmontant l'Archéen au

Nord. Le long du Rio Tocantins, le Permien commence en amont de Carolina. Il a été exploré par un sondage de reconnaissance de la « *Petrobras* », une compagnie pétrolière, qui a profité de la voie d'accès offerte par le Rio Tocantins pour examiner en bordure de la cuvette sédimentaire de l'Amazone les formations constituant le fond même de cette cuvette, comme je devais le faire en 1957. Le sondage a été implanté au sommet d'un anticlinal, sur lequel est construit le bourg de Carolina. Cet anticlinal est peu prononcé, car toutes ces formations sont très voisines de l'horizontale.



A gauche, croquis de situation : A, Araguatins; C, Carolina; Im, Imperatriz; It, Itaguatins; T, Tocantinópolis.

A droite, coupe du *Morro do Chapeu* (le Mont du Chapeau), près de Carolina : P, Permien; R, niveau à gros rognons de silex; *r*, niveau à petits rognons de silex; T, Trias; 1, sable; 2, grès tendre; 3, grès dur à stratifications entrecroisées. (Les formes du terrain sont restituées d'après des photographies. Les cotes, mesurées à l'altimètre, renseignent sur l'épaisseur des couches, mais elles ne donnent pas l'altitude vraie, car elles n'ont pu être raccordées à un niveau de référence.)

Le sondage a rencontré des lits de bitumes analogues à ceux du Permien classique du Gondwana méridional. Mais les épaisses couches de charbon du Sud manquent totalement — ce qui constitue la différence essentielle entre les deux faciès — et les débris végétaux, très abondants d'ailleurs, sont silicifiés, au lieu d'avoir été tranformés en charbon. Plus abondants dans certains niveaux, ils forment des lits de rognons, qui peuvent être jointifs et donner naissance à d'énormes blocs de silex, de plusieurs centaines de kilogrammes. J'ai ramené quelques échantillons, et notamment un *Psaronius*, qui sont en cours d'étude.

Comme dans le Sud, les formations supérieures ont exactement le faciès désertique du Trias de Beaufort, avec des stratifications entrecroisées, des ripple-marks, etc. Jusqu'à présent on n'y a pas trouvé de faune. Elles forment des buttes-témoins au-dessus du Permien, et près de Carolina, la coupe simplifiée est la suivante, de bas en haut :

Permien (base ?); 60 m d'alternances d'argiles versicolores, d'argiles gréseuses, et de grès tendres, avec deux couches principales à rognons de silex et de rares débris végétaux ferrugineux ou charbonneux.

Trias : 85 m de sable; 85 m de grès tendre avec des niveaux à galets de quartz; 75 m de grès durs à stratifications entrecroisées.

Il n'y a guère de passages latéraux de faciès, et la dalle terminale de grès dur, notamment, est très constante.

Le long du Rio Tocantins, la dalle de basalte post-triasique commence, après une faille, à quelques kilomètres en amont de Tocantinópolis; elle occupe une dépression secondaire et elle disparaît entre Itaguatins et Imperatriz, à la faveur d'un relèvement limité par des failles, qui ramène le Trias à l'affleurement. Alors que dans le Sud la dalle de basalte, épaisse de 1000 m, est formée de plusieurs coulées, distinguables parce qu'elles ont chacune à leur sommet un niveau orbiculaire, il n'y a eu ici qu'une seule coulée, épaisse seulement d'une vingtaine de mètres, dont le sommet est constitué du même basalte orbiculaire.

Plus près de l'Équateur, les sondages ont plusieurs fois traversé dans le cœur du bassin de l'Amazone des couches salifères azoïques, interstratifiées de laves vertes (qui ne sont pas exactement des basaltes), souvent attribuées au Carbonifère. En fait, il s'agit très probablement de Permien, puisqu'un peu au Sud le Carbonifère supérieur est encore marin. Si ce Permien salifère n'était pas recouvert par les formations fluviatiles plus récentes du Bassin de l'Amazone, on verrait, en somme, à cet endroit du monde le passage du faciès continental de Gondwana au faciès du Zechstein, remplissant une dépression occupée aujourd'hui par la vallée de l'Amazone. Il est d'ailleurs possible qu'on trouve plus tard des affleurements montrant effectivement les deux faciès, car les argiles versicolores de Carolina annoncent déjà le passage de l'un à l'autre et tous les affleurements de ces régions ne sont pas encore connus.

(1) W. Kegel, *Notas preliminares e estudos*, n° 3, Division de Géologie du Département National de la Production Minérale, Rio de Janeiro, 1952.

(*Laboratoire de Géologie de l'Institut des Hautes Études de Tunis.*)

GÉOLOGIE. — *Observations sur la commissure entre le Cantal occidental, le Mont-Dore et le Cézallier et sur le volcanisme qui la jalonne.* Note de Mme **Yvonne Boisse de Black du Chouchet**, présentée par M. Pierre Pruvost.

J'entends par Cantal occidental la partie du massif volcanique comprise entre les vallées de la Cère et de l'Allagnon, la vallée de la Grande Rhue et le chenal houiller. Cet espace donne un triangle dont la pointe est dirigée vers le Nord-Ouest et la base du Nord-Est au Sud-Ouest. Celle-ci a 66 km de Pers à Neussargues, le côté Nord 60 km de Teldès (près de Saint-Pierre) à Neussargues, le côté Ouest 58 km de Teldès à Pers; ce côté est limité par le chenal houiller, les autres faces sont également bornées par des accidents qui ont été peu mis en évidence, bien que certaines de leurs parties soient connues.

C'est ainsi que les vallées opposées de la Cère et de l'Allagnon sont des vallées structurales traversées par des failles longitudinales et transversales. Leur emplacement est souvent difficile à préciser et à suivre, soit qu'elles soient masquées par des alluvions ou des dépôts glaciaires, soit qu'elles disparaissent sous les formations volcaniques.

Le fossé oligocène a été lui-même faillé en échelons relevant l'Oligocène à des altitudes de plus en plus élevées à mesure qu'on se rapproche du Col du Lioran et l'abaissant sur la face opposée en direction de Neussargues.

Sur l'autre face du triangle considéré, de Neussargues à Bort, qui n'est autre que la zone déprimée entre le Cantal, le Mont-Dore et le Cézallier empruntée par le chemin de fer, l'examen du terrain m'a permis de constater que la faille de Joursac prolonge vers le Nord-Ouest la faille vulcanisée bordière de la Margeride. Dans l'alignement de cette fracture, on trouve, approximativement dans la même direction : les volcans de Laval, à 1500 m à l'Ouest de Joursac, de Mouret, entre Allanche et Chalinargues, de Prades, entre Allanche et Marcenat, enfin de Roche Pointue dans la basse vallée de la Santoire, non loin du confluent de cette rivière avec la Rhue. Les deux premiers de ces volcans ont donné une masse énorme de coulées et de projections qui masquent le substratum et qui sont enchevêtrées avec les laves descendues du Cézallier.

De nouveau à partir des environs de Lugarde, il est possible d'observer le rebord cristallin du Cantal. Celui-ci est composé de migmatites qui affleurent sous le plateau basaltique en tranches effondrées, entre lesquelles coulent des petits ruisseaux, parallèles à la Grande Rhue dans leur partie supérieure, mais qui se tiennent à 80 ou 100 m plus haut. Certaines de ces dépressions sont recouvertes de dépôts glaciaires (moraine de fond de Pierrelaigue).

Ces effondrements affectent non seulement le substratum cristallin, mais aussi le bord du plateau basaltique interposé entre la Santoire et la Grolle; c'est ainsi que se sont formés les fameux labyrinthes de Laqueirie. Près de cette localité, de larges bandes de coulées de basalte se sont effondrées sur place, maintenant leurs prismes en position verticale. Entre ces tranches affaissées, se sont établis de véritables dédales, larges parfois de 2 ou 3 m seulement, limités par des parois de 15 ou 20 m de haut. En poursuivant vers l'Ouest, ces effondrements n'affectent plus que les migmatites, mais restent très visibles dans la topographie sur tout le flanc Sud de la Grande Rhue jusqu'à Embort. Ils sont suivis par le ruisseau de Saint-Amandin sur 1 km en aval de ce village, par la dépression qu'emprunte la route de Coinde à la R. N. 678, enfin par le ruisseau de la Forêt d'Algère qui conflue avec la Grande Rhue près de Vaussaire; on en a une vue d'ensemble particulièrement frappante sur les photographies d'avion de cette région.

Les roches prélevées au passage de ces failles sont écrasées; les quartz sont à extinction roulante, les feldspaths brisés, des zones fissurées à minéraux de remplissage cristallisés secondairement les traversent. D'autres faits parlent encore à l'appui de la présence d'un ou de plusieurs accidents le long des parties affaissées ou dans les fonds : la mofette de Saint-Amandin, et les sources de thalweg de la Grande Rhue, entre Coinde et Vaussaire.

Le sens du rejet de ces accidents se fait vers le Nord-Est, alors que, entre Lugarde et Embort dans la Margeride, la faille bordière regarde vers le Sud-Ouest; mais plus à l'Ouest, sur le plateau de Champagnac-les-Mines, le sens du rejet est de nouveau Sud-Ouest.

Entre Embort et Bort, la région a été complètement déblayée et érodée par la coalescence d'importants glaciers en provenance du Cantal ou du Mont-Dore, il n'y a plus trace d'accidents dans la topographie, ni de volcanisme. Il faut aller à 3,500 km plus au Sud pour retrouver un accident de même direction que ceux qui bordent la Grande Rhue entre le confluent de la Santoire et Embort. C'est l'accident vulcanisé du Soulou, jalonné par le volcan basaltique du sommet 1005, les pointements de trachyte et de projections de Saint-Étienne-Chomeil et la masse des phonolithes d'Urlande.

La vallée du Soulou conflue vers Chayssac avec la Grande Rhue, après avoir délaissé sur sa rive gauche une vallée qu'il empruntait autrefois entre Chayssac et Madie, vallée de même direction que le cours de la Dordogne entre Madie et Teldès.

Notons enfin que les berges de la Dordogne sont mylonitisées sur la rive droite, sous Chantery, sur 500 m en direction Est-Ouest, juste en face du confluent de la Rhue avec cette rivière, comme l'a indiqué J. Letourneur [1]. Enfin le bord du plateau de Champagnac-les-Mines porte une série de sommets basaltiques (cotes 670, 671, 688), et un affleurement de phonolithe près de Moussoulès, non figuré sur la carte géologique, sommets alignés parallèlement à la Dordogne. Ils limitent au Sud une zone déprimée par rapport au plateau voisin, de 500 m de large, dans laquelle l'Oligocène est effondré. Cette dépression est drainée par un ruisseau. Les sommets basaltiques paraissent jalonner une fissure ou une faille, car sur leur face Sud le basalte repose directement sur l'Oligocène, tandis que sur leur face Nord, il est superposé au granite; enfin, un autre argument en faveur de la présence d'accidents sur ce plateau est la mylonitisation des granites, observée par J. Letourneur. Il est remarquable que ce soit juste au débouché de la vallée morte de Chayssac (encombrée de dépôts glaciaires), près de la cote 435, que la faille parallèle au chenal houiller affectant le socle ancien, de Saint-Sauves au voisinage de Vendes, croise l'accident de direction hercynienne que je décris. Leur présence dans cette région a certainement favorisé l'affouillement du vaste bassin

de faible altitude qui s'étend entre Bort et Saignes, dans lequel ont coalescé les glaciers issus du Mont-Dore et du Cantal.

En résumé, sur les 60 km qui séparent Neussargues de Teldès, j'ai observé sur 35 km, de Lugarde à Teldès, des traces d'accidents dans le socle granitique ou gneissique, tous de même direction Ouest-Nord-Ouest. Dans les parties où l'observation du socle est impossible, c'est-à-dire sur environ 25 km, des volcans autonomes jalonnent la commissure entre le Cézallier et le Cantal.

La caractéristique de ces accidents est leur multiplicité; ils s'étalent en bordure Nord du Cantal sur 3,500 km environ et se décomposent en plusieurs fractures parallèles abaissant les plateaux bordiers, tantôt dans un sens, tantôt dans un autre.

Toutes ces observations me paraissent assez concordantes pour que j'en conclue que la faille de la Margeride se prolonge vers l'Ouest jusqu'aux environs de Bort, donnant au Cantal occidental une limite tectonique bien définie et une importance majeure à cet accident long de 110 km.

(1) *Le grand sillon houiller du Plateau central français* (*pl.* II, *fig.* F), Ch. Béranger, 1953.
(2) Y. Boisse de Black du Chouchet, *C. R. Som. Soc. Géol. Fr.*, n° 7, avril 1953, p. 110.
(3) J. Roux, *Rev. Haute-Auvergne*, 35, janvier-décembre 1956, p. 68.

(*Laboratoire de Géographie Physique, Faculté des Sciences, Paris.*)

PALÉONTOLOGIE. — *Le problème des Anancoïdes.* Note (*) de MM. **Frédéric-Marie Bergounioux** et **Fernand Crouzel**, présentée par M. Jean Piveteau.

La découverte de quelques formes d'*Anancus* en Andalousie et en Catalogne fournit l'occasion d'étudier l'origine de ce Mastodonte brévirostre probablement africain dont les migrations se sont effectuées simultanément vers l'Est et l'Ouest.

Au cours de la révision des Mastodontes néogènes de l'Espagne, nous avons étudié quelques molaires de formes anancoïdes, probablement pliocènes. Trois d'entre elles proviennent de la région andalouse dont l'âge des gisements est encore assez mal fixé. Ce sont :

Anancus arvernensis d'Alcoy (Pliocène inférieur);

Anancus arvernensis brevirostris d'Alfacar;

Pentalophodon sivalensis d'Alfacar.

Il convient d'y ajouter *Anancus arvernensis* trouvé dans le petit bassin de l'Ampurdan, au Nord de la Catalogne, dont l'âge serait à placer soit au sommet du Pontien, soit au début du Pliocène. Il semble donc que, dès le Pliocène inférieur, le groupe des Anancoïdes ait été largement représenté dans la péninsule ibérique.

On sait que ces Mastodontes brévirostres sont caractérisés par le décalage

et la disposition en chevrons des éléments pré-trites et post-trites des dents jugales. Ils occupent durant le Pliocène, de très larges espaces, tant en Europe centrale et occidentale qu'en Asie (Indes, Chine).

En 1917, C. Schlesinger (1) les avait fait dériver de *Tetralophodon longirostris* dont certains exemplaires du Pliocène inférieur de Basse-Autriche présentent de nombreux traits de décalage anancoïde. Son argumentation a été tout récemment reprise par H. Zapfe (2) qui a étudié un crâne de Mastodonte tétralophodonte du Pliocène inférieur de Basse-Autriche et relevé un certain nombre de caractères intéressants :

1° absence d'incives inférieures;

2° alternance (peu accusée) des éléments des molaires;

3° mandibule à branches horizontales peu ouvertes et symphyse en forme de bec;

4° défenses supérieures droites et presque parallèles.

Bien que la plupart de ces caractères soient plus proches de *Tetralophodon longirostris* que d'*Anancus*, il est, pour l'auteur, logique de faire de ce crâne une forme de transition *longirostris-arvernensis*.

Ces arguments ne nous ont pas paru contraignants : le seul qui ait une valeur probante est la disposition anancoïde des éléments des molaires; mais elle est peu accusée et elle se rencontre dans de nombreux groupes, comme nous avons eu l'occasion de le montrer (3), (4). D'autre part, les dents de lait et les prémolaires d'*A. arvernensis* sont cannelées verticalement, donnant à l'usure des replis ptycoïdes, alors que les mêmes dents sont recouvertes par un émail lisse chez *T. longirostris*. Enfin, la variété primitive *brevirostris* d'*A. arvernensis* possède une bande d'émail sur les défenses supérieures, caractère étranger à *T. longirostris* et aux formes autrichiennes dites de passage.

D'ailleurs, l'opinion de Schlesinger avait été infirmée à deux reprises. En 1936, Osborn (5) avait fait remarquer que *Anancus properimensis* du Miocène supérieur de l'Inde était antérieur aux formes de Basse-Autriche. Mais surtout, en 1945, C. Arambourg (6) avait déterminé *Protanancus macinnesi* du Miocène de lac Victoria, d'architecture lophodonte et de type nettement anancoïde. Il paraît hors de doute qu'il dérive de *Trilophodon angustidens kisunuensis* qui se trouve en grand nombre dans le même gisement et qui présente avec lui de nombreuses ressemblances morphologiques. C'est donc bien cette forme qui paraît être l'ancêtre des *Anancus* véritables; la seule difficulté réside dans la trilophodontie de l'espèce, mais elle n'est pas insurmontable, puisque la dérivation des Tétralophodontes à partir des Trilophodontes paraît indiscutable.

La répartition géographique des Anancoïdes avait incité Arambourg (6) à esquisser une division en deux rameaux : l'un exclusivement européen et à dents brachyodontes, l'autre africano-asiatique (avec une forme

européenne) à dents sub-hypsodontes. L'examen attentif des pièces étudiées ne permet pas de pousser cette distinction au-delà des limites fixées par son auteur. Il est vraisemblable que le genre *Anancus* est monophylétique, originaire d'Afrique centrale, et que les deux courants de migration ont leur origine dans le seul genre *Protanancus* africain.

Quant au peuplement de l'Espagne — et très particulièrement de l'Andalousie — dès le Pliocène inférieur, il est probable qu'il s'est effectué par l'Afrique septentrionale où l'on connaît *Anancus osiris* dans le Pliocène inférieur de l'Égypte et le Villafranchien de l'Algérie et du Maroc, et *Pentalophodon sivalensis* dans le désert du Sahabi en Cyrénaïque (Miocène moyen à Pliocène supérieur) [7].

(*) Séance du 10 février 1958.
[1] G. SCHLESINGER, *Denk. naturhist. Hofmus.*, 1, Wien, 1917, p. 124-128.
[2] H. ZAPFE, *Neues Jb. Geol. Paläontol. Abh.*, 104, (3), Stuttgart, 1957, p. 382-406.
[3] *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 428.
[4] *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1750.
[5] H. F. OSBORN, *Amer. Mus. Nat. Hist.*, New-York, 1936, p. 638 et 647.
[6] C. ARAMBOURG, *Bull. Soc. géol. France*, (5), 15, 1945, p. 479-495.
[7] C. PETROCCHI, *A. C. Ac. nat. del XL*, 4, (4-5), Roma, 1953, p. 44-54.

ÉCOLOGIE. — *Écologie des sables intercotidaux et traduction approximative des données granulométriques en nombres de grains.* Note de M. **MARCEL PRENANT**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Dans les recherches granulométriques sur les sables on peut employer, outre les graphiques pondéraux, des graphiques bilogarithmiques représentant, en ordre de grandeur, les nombres de grains en fonction des ouvertures de mailles. Cette représentation touche à plusieurs propriétés importantes en écologie, et se montre cohérente pour un vaste ensemble de plages bretonnes.

Dans les études écologiques sur les sables marins on transpose d'habitude, plus qu'on ne les adapte, les méthodes granulométriques des sédimentologues. Or, les besoins des deux disciplines diffèrent dès la récolte et le traitement des sédiments. De même bien des représentations graphiques et des paramètres en usage sont d'interprétation difficile en écologie. Aussi ai-je été amené, d'abord [1] à me servir d'une représentation peu employée, puis à tenter d'évaluer de façon approchée le nombre n de grains contenu dans une fraction de tamisage.

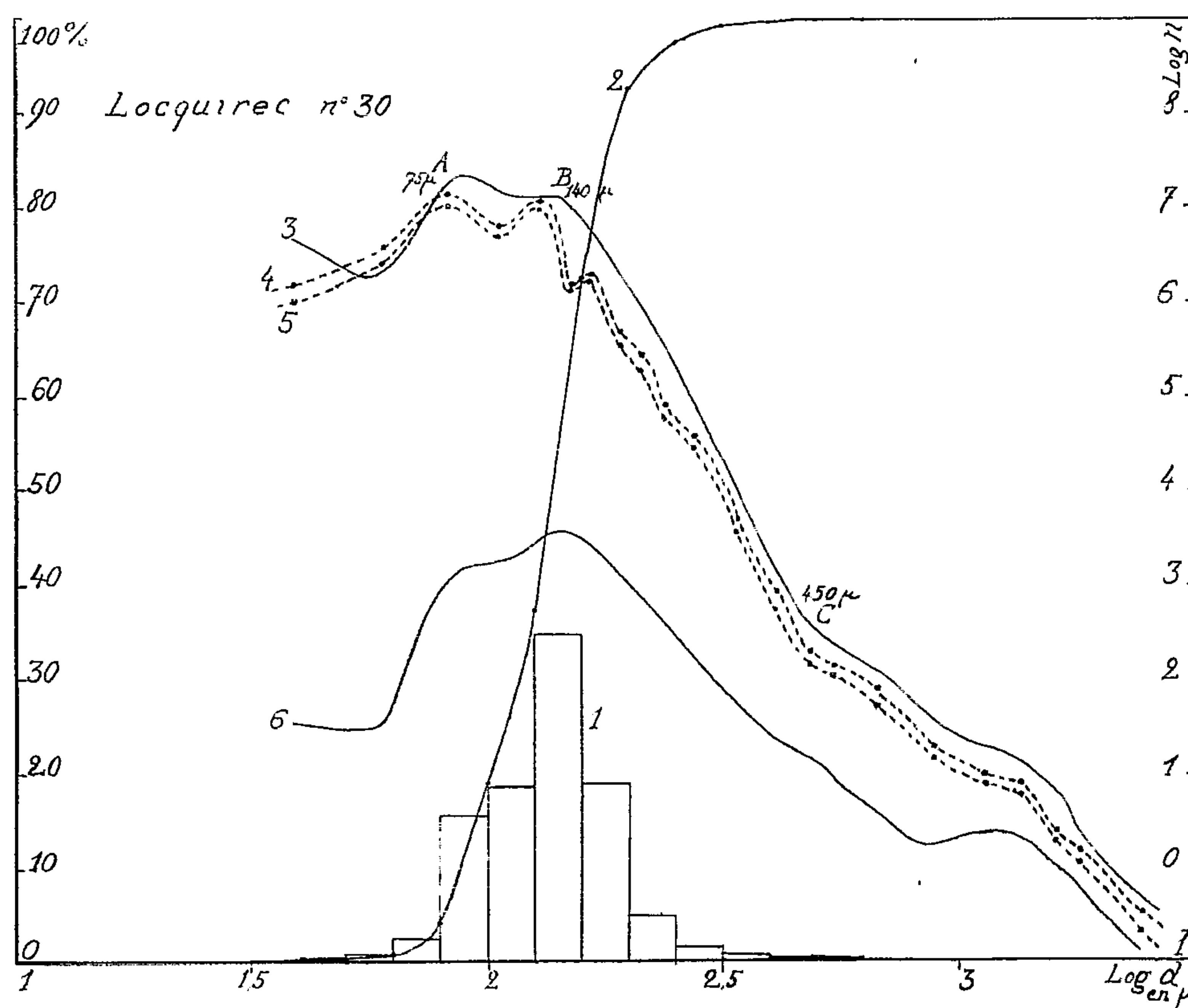
Soit p grammes la masse (rapportée à 100 g du sable sec) retenue entre deux tamis dont les mailles mesurent respectivement d_1 et d_2 cm ($d_1 > d_2$). Chaque grain admet trois diamètres principaux rectangulaires inégaux, et le refus sur une maille est déterminé en principe par le diamètre intermédiaire, qui est donc compris entre d_1 et d_2. Pour une échelle de tamis assez serrée (condition indis-

pensable) et des grains assez nombreux, on peut considérer dans la masse p une moyenne des diamètres intermédiaires, voisine de $\sqrt{d_1 d_2}$.

Supposons provisoirement les grains presque sphériques et de même densité σ. Le diamètre moyen des sphères à considérer sera $c\sqrt{d_1 d_2}$, c étant un coefficient de forme, tel que ces sphères aient même masse que le grain réel moyen. On a

$$n = \frac{6}{\pi}\,\frac{1}{c^3\sigma}\,(d_1\,d_2)^{-\frac{3}{2}}p.$$

Dans les granulométries courantes, n peut varier de 0 à 10^8, et il est indispensable d'utiliser des coordonnées bilogarithmiques. Dans le cas simple où



l'on suppose les grains purement quartzeux ($\sigma = 2,65$) et à peu près sphériques ($c = 1$) :

$$\log n = \bar{1},85775 - \frac{3}{2}(\log d_1 + \log d_2) + \log p.$$

La somme des deux premiers termes ne dépend que des tamis et peut être calculée une fois pour toutes pour chacun d'eux. On a $\log n$ par une addition dès que le tamisage a donné $\log p$.

La formule se simplifie si, dans la série de tamis, les ouvertures de mailles varient en progression géométrique de raison r. Ainsi, avec la série AFNOR ($r = 1,26$), dont nous disposions :

$$\log n = \bar{1},70720 - 3 \log d_2 + \log p.$$

Si au contraire les mailles varient sans régularité, on sait qu'il faut faire sur p une correction en fonction de leur intervalle. Pour des raisons qui seront discutées ailleurs, j'ai choisi celle qu'a adoptée Bagnold ([2]), en divisant p par d_1/d_2. Dans la série de tamis de ce type, utilisée à la Station biologique de Roscoff, d_1/d_2 variait de 1,08 à 1,67, mais je me suis servi souvent aussi pour contrôle sur les mêmes échantillons, de la série AFNOR ($r = 1,26$).

A titre d'exemple, le graphique ci-contre figure pour un même échantillon de sable fin (Locquirec n° 30) : 1° l'histogramme de fréquence, et 2° la courbe cumulative (en coordonnées semi-logarithmiques), établis sur tamis AFNOR; 3° la courbe bilogarithmique en n correspondante; et en outre les courbes bilogarithmiques en n établies d'après l'autre série de tamis, l'une 4° sans correction de p, l'autre 5° avec correction de Bagnold.

Abstraction faite des éléments très fins ($< 60\,\mu$), dont le tamisage à sec est incertain et le grain mal défini, les trois courbes en n ont même allure. Elles ont notamment une sorte de palier AB entre 75 et 140 μ environ, et une portion rectiligne BC, de pente -8 environ, entre 140 et 450 μ. Le palier AB et la portion adjacente de BC présentent des irrégularités dont la valeur doit être discutée, mais qui pour la plupart se correspondent en position dans les trois courbes et ne sont donc pas artificielles en ce cas, mais expriment des propriétés du sédiment.

Les sables intercotidaux bretons donnent très souvent des courbes en n analogues. Une plage est généralement caractérisée par la position en abscisses du maximum ou du palier maximum AB : ceci, même pour des niveaux très différents et des aspects très divers des sédiments (y compris leur granulométrie pondérale). Mais cette position varie d'une plage à l'autre, ainsi que l'étendue du palier, dans un intervalle qui n'excède guère celui de 75 à 300 μ. Ceci permet d'interpréter les situations préférentielles précédemment signalées ([1]) pour les maxima des histogrammes.

Si les grains ne sont pas quartzeux, mais par exemple calcitiques ($\sigma = 2,72$), on a affaire à une portion de courbe dont les ordonnées sont uniformément réduites de 0,011 environ, ce qui est à peu près insensible; pour que l'écart soit important il faut une accumulation de minéraux lourds. Si les grains sont éloignés de la forme sphérique, c s'écarte de 1, et la discussion de cas précis montre qu'en général (mais pas toujours), il est plus petit, ce qui augmente les ordonnées de façon parfois très sensible (0,5 par exemple). On retrouve le fait connu qu'en de telles questions la forme importe plus que la densité, mais moins que la dimension des grains; si bien que l'accumulation d'éléments

aberrants (minéraux lourds, micas, fragments coquilliers, piquants d'*Échinocardium*, etc.) dans certaines fractions de tamisage n'entraîne que des irrégularités de la courbe, sans changer beaucoup son allure générale. Les courbes présentées ici montrent à leur extrémité droite de telles irrégularités, dues surtout à l'abondance de fragments coquilliers de forme complexe.

L'écart entre les courbes 3, 4 et 5 suffit à montrer que l'évaluation du nombre de grains n'aboutit qu'à un ordre de grandeur. Ce type de courbes est utile cependant pour l'écologiste parce qu'il permet d'accéder plus ou moins directement à des grandeurs concrètes telles que surfaces, espaces vides et porosité, pénétrabilité, etc. D'autre part, les résultats obtenus se montrent cohérents sur un vaste ensemble de plages bretonnes et peuvent être systématisés assez facilement. Enfin les courbes en question mettent bien en évidence la dissymétrie foncière des distributions granulométriques, déjà soulignée par Bagnold, à l'aide d'une représentation que nous avons donnée aussi pour l'exemple présent (courbe 6 du graphique).

(1) *Comptes rendus*, 241, 1956, p. 1062.

(2) R. A. Bagnold, *The physic of blown sand and desert dunes*, Methuen, Londres, 1954.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Phosphorylation oxydative par les fractions mitochondriales de racines et de feuilles*. Note de M. **Gaston Ducet**, Mlles **Geneviève Vandewale** et **Myriam Shealtiel**, présentée par M. Lucien Plantefol.

La fraction mitochondriale des feuilles et racines de Pois et des racines de Blé estérifie le phosphore minéral pendant l'oxydation du succinate. Celle qui est isolée de racines d'Orge n'a que très peu d'activité phosphorylante. Après broyage d'un mélange de feuilles de Pois et de racines d'Orge, la phosphorylation oxydative de la fraction mitochondriale est inférieure à celle des feuilles.

Lors d'études sur la respiration des racines en liaison avec l'absorption des éléments minéraux, nous avons séparé la fraction mitochondriale par centrifugation fractionnée. La microscopie en contraste de phase montre des préparations assez homogènes, contenant des particules sphériques, de diamètre variant de 0,5 à 1,5 μ, la majorité ayant sensiblement 1 μ. Le milieu de broyage est le même que celui utilisé pour la préparation des mitochondries de tissus animaux : saccharose 0,5 M et versène 0,005 M, pH 7,4. Les racines et les feuilles sont broyées au mortier, en neutralisant avec du tris M (1) ajouté en cours de broyage pour maintenir le pH entre 7,2 et 7,4. La fraction mitochondriale, sédimentée entre 1000 et 10 000 g, est lavée dans la même solution que celle utilisée pour le broyage, puis centrifugée de nouveau à 10 000 g. L'ensemble des opérations préparatives est conduit de manière à maintenir la température

entre o et + 4° C. La fraction mitochondriale est finalement mise en suspension dans du saccharose 0,5 M.

L'oxydation est suivie à l'appareil de Warburg, à 20° C. Les fioles contiennent pour un volume total de 3 ml, en μM : tampon phosphate pH 7,4 (30); Cl_2Mg (20); FNa (30); ATP (5); Tris pH 7,4 (40); glucose (100); succinate (100); saccharose (500). Elles sont conservées dans la glace et l'on introduit 0,5 mg d'hexokinase et 0,5 ml de la suspension mitochondriale juste avant de les placer dans le thermostat.

L'ATP-ase est déterminée après incubation pendant 10 mn à 30° C ou 20 mn à 20° C d'un mélange contenant en μM pour 3 ml : Cl_2 Mg (10); Tris (40); ATP (3 ou 5); saccharose (750) et 0,5 ml de la suspension mitochondriale.

L'estérification du phosphore est mesurée par la disparition du phosphore minéral. Les mitochondries contenant de l'hexokinase, la première détermination est faite 10 mn après avoir placé les fioles dans le thermostat. Les mesures durent 20 à 30 mn et les réactions sont arrêtées à l'aide de 0,1 ml d'acide perchlorique concentré. L'oxydation est régulière pendant cette période.

La phosphorylation oxydative avec le succinate de la fraction mitochondriale de feuilles de Pois, préparée dans ces conditions, donne des P/O compris entre 1,3 et 1,7, le QO_2 est variable selon l'âge des feuilles (400 à 1000).

La fraction mitochondriale de racines de Pois a donné un P/O de 1,19 avec un QO_2 de 265, alors que celle des feuilles correspondantes avait un P/O de 1,54 et un QO_2 de 810. Dans les mêmes conditions de broyage, les racines de Blé donnent des préparations peu actives (P/O : 0,4 et QO_2 : 190) et celles d'Orge ont une activité oxydative très faible et une activité phosphorylante nulle. Les fractions mitochondriales, surtout celles des racines d'Orge, apparaissent brunâtres alors que les préparations de racines de Pois sont jaune clair. Nous avons pensé que cette apparence était due à une activité polyphénoloxydasique de la racine d'Orge. Nous avons laissé en contact, avant broyage, les racines de Blé et d'Orge avec diverses solutions contenant, soit du diéthyldithiocarbamate, soit du cyanure, soit du succinate, toujours en présence de versène, dans l'espoir d'inhiber l'activité polyphénoloxydasique. Nous avons effectivement amélioré la capacité oxydative des préparations de racines : le QO_2 pour l'Orge varie de 370 à 650, celui du Blé de 340 à 450. L'oxydation est régulière pendant toute la durée de l'expérience, mais nous n'observons pas de phosphorylation pour l'Orge, tandis que le Blé donne des P/O de 0,83 à 0,92. Nous avons également infiltré des racines d'Orge et de Blé, sous vide et à froid, par une solution de saccharose 0,5 M et de versène 0,05 M, et, dans ces conditions, nous avons observé un P/O de 1,36 pour le Blé et

de 0,33 pour l'Orge; les QO_2 étaient 525 pour l'Orge et 400 pour le Blé.

En corrélation avec la très faible activité phosphorylante des préparations de racines d'Orge, nous trouvons toujours une très forte ATP-ase : 37 à 75 μA de P libéré en 20 mn à 20° C par milligramme d'azote. Les préparations de Blé donnent de 18 à 26 μA et les feuilles de Pois 4 à 5 Aμ.

Il est donc net que la fraction mitochondriale de la racine d'Orge a une activité oxydative sensiblement égale à celle de la racine de Blé, mais que la phosphorylation est, ou naturellement très faible ou inhibée par un facteur naturel agissant au cours de la préparation. La valeur élevée de l'ATP-ase est sans doute en rapport avec cette inhibition de la phosphorylation.

Nous avons broyé ensemble des feuilles de Pois et des racines d'Orge. Un premier essai nous a montré que le P/O diminuait de 1,26 (pour le Pois) à 0,4 pour le broyage simultané de 10 g de Pois et de 15 g de racines. En broyant séparément, puis mélangeant une partie des suspensions, les P/O sont : 1,28 (Pois); 0 (Orge); 0,83 (mélange). Après broyage des feuilles dans le surnageant obtenu après séparation de la fraction mitochondriale de racines, le P/O passe de 1,39 à 1,0. En augmentant la quantité de racines broyées avec un même poids de feuilles, nous avons trouvé une inhibition croissante : le P/O évolue de 1,56 (10 g de Pois) à 0,73 (Pois + 9,3 g de racines), puis 0 (Pois + 34,3 g de racines), le QO_2 descend de 470 à 375 et 280.

Ces résultats semblent indiquer l'existence, dans la racine d'orge, d'un facteur naturel inhibant la phosphorylation oxydative. La faible phosphorylation observée, après infiltration de versène à concentration relativement élevée, serait l'indice de la présence d'un métal dans l'inhibiteur. Ces résultats sont à rapprocher de ceux obtenus par James [1], Waygood [2] et Beevers [3] qui montrent une diminution de la succinoxydase et de la cytochrome-oxydase durant la germination de l'Orge.

[1] Nous utilisons les abréviations suivantes : ATP, adénosine triphosphate; ATP-ase, adénosine triphosphatase; Tris, trishydroxyméthylaminométhane; P/O, rapport des μA de P minéral estérifiés aux μA de O_2 consommés; QO_2, μl de O_2 consommés par milligramme de N et par heure.

[1] W. O. JAMES et D. BOULTER, *New Phytol.*, 54, 1955, p. 1.

[2] B. D. GOODWIN et E. R. WAYGOOD, *Nature*, 174, 1954, p. 517.

[3] G. FRITZ et H. BEEVERS, *Plant Physiol.*, 30, 1955, p. 309.

(*Station de Physiologie végétale, Versailles.*)

BOTANIQUE. — *Corrélations entre pollens et plantules d'Ombellifères*. Note (*) de M[me] **Marie-Thérèse Cerceau-Larrival**, transmise par M. Henri Gaussen.

Il y a corrélation entre des particularités des plantules et des pollens chez les Ombellifères.

Après avoir étudié les plantules et les pollens correspondants de 75 genres d'Ombellifères, groupant 320 espèces, j'ai pu constater des corrélations étonnantes entre les pollens et les plantules.

1. Au cours de différentes germinations avec des graines de provenances variées, j'ai rencontré des plantules à trois et quatre cotylédons bien définis. J'en ai déjà décrit un certain nombre (1).

Ainsi, dans le genre *Bupleurum*, l'espèce *spinosum* Gouan donne une fois sur deux des plantules à trois cotylédons, et, pour l'espèce *petræum* L. sur un lot de cinq graines, j'ai eu une plantule à quatre cotylédons. Chez *Neogaya mucronata* Schrenk, j'ai pu observer deux fois des plantules à trois cotylédons, sur deux lots de 10 graines de provenances différentes. Sur un lot de 15 graines, *Ligusticum Hultenii* a donné une plantule à trois cotylédons. Enfin, chez *Krubera leptophylla* Hoffm, les trois quarts des plantules ont trois cotylédons. Chez cette même espèce, au cours d'une germination d'un lot de 10 graines, j'ai constaté la naissance de deux plantules à quatre cotylédons.

Or, ces espèces qui peuvent avoir des plantules à trois ou quatre cotylédons appartiennent toutes à des genres dont le pollen est tricolpé et hexaporé (une paire de pores par sillon). Je n'ai jamais trouvé de plantules à plus de deux cotylédons chez les espèces à pollens tricolporés (un pore par sillon).

2. Les Ombellifères ont deux principaux types de cotylédons : des cotylédons longs et des cotylédons ronds, assez petits et pétiolés uninervés habituellement.

Cependant, quelques genres comme *Hippomarathrum*, *Margotia*, *Ferula*, *Smyrnium* ont des cotylédons géants, très longuement pétiolés, à plusieurs nervures. Ces mêmes espèces ont des pollens tout à fait particuliers, à colpus à pont transverse. Ce type de pollen est extrêmement rare : les trois colpus, dans la zone équatoriale, passent sous un pont d'exine.

Ces espèces sont donc tout à fait singulières, à la fois par la morphologie de leur plantule et par leur type pollinique.

3. *Crithmun maritimum* L., *Echinophora spinosa* L. sont les seules Ombellifères à cotylédons charnus. Leurs pollens présentent des particularités très intéressantes :

Crithmum a une ectonexine complètement dépourvue de piliers, alors

que chez tous les autres genres d'Ombellifères, sans exception, l'exine est infrastructurée avec des columelles plus ou moins grosses, allongées et espacées, et à leur partie supérieure un tectum lisse, transparent, posé nettement sur les columelles.

Le pollen d'*Echinophora* a une symétrie d'ordre 2, bicolporé, alors que l'une des caractéristiques du pollen des Ombellifères est une symétrie d'ordre 3, donnant un pollen tricolpé.

4. *Trachymene cærulæa* a des cotylédons velus; c'est le seul cas observé jusqu'à ce jour chez les Ombellifères (ailleurs ils sont glabres). Le pollen présente une particularité qui lui est propre : il est ovale en coupe optique méridienne, avec un épaississement de l'exine aux pôles, donnant l'aspect de deux calottes. Chez les autres Ombellifères, quand l'exine présente un épaississement, celui-ci est, soit régulier sur tout le pourtour du pollen, soit épaissi dans la zone équatoriale.

5. Enfin, la taille des cotylédons est proportionnelle à la taille des pollens correspondants. Voici quelques exemples :

a. Cotylédons et pollens de petite taille :

Apium graveolens L. :	Cotylédons,	1 cm;	pollen,	20 μ;
Bupleurum falcatum L. :	»	1,5 cm;	»	20 μ;
Hydrocotyle Novæ-Zeelandiæ DC. :	Cotylédons,	0,5 cm;	pollen,	20 μ;
Ammoïdes verticillata (Desf.) Briq. :	»	1 cm;	»	22 μ.

b. Cotylédons et pollens de taille moyenne :

Conium maculatum L. :	Cotylédons,	2,5 cm;	pollen,	26 μ;
Seseli tortuosum L. :	»	2,5 cm;	»	24 μ;
Angelica silvestris L. :	»	3,5 cm;	»	26 μ;
Oenanthe fistulosa :	»	3,5 cm;	»	27 μ.

c. Cotylédons et pollens de grande taille :

Orlaya platycarpos Koch :	Cotylédons,	6,5 cm;	pollen,	56 μ;
Caucalis daucoides L. :	»	6,5 cm;	»	54 μ;
Scandix Pecten-Veneris L. :	»	5,5 cm;	»	48 μ;
Myrrhis odorata Scop. :	»	8 cm;	»	46 μ.

Voilà donc résumées les singularités et particularités rencontrées chez les plantules et les pollens des Ombellifères; elles montrent un étonnant parallélisme entre pollens et plantules; ce fait a déjà été signalé par Mlle Y. de Ferré dans un groupe très différent : les Abiétacées (2).

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) M.-Th. Larrival-Cerceau, *Bull. Soc. Hist. nat. Toulouse*, 91, 1956, p. 119-124.

(2) Y. de Ferré, *Thèses*, Fac. Sc. Toulouse, 1951, 284 pages et *Trav. Labor. forestier de Toulouse*, 2, vol. III, art. I, 284 pages.

(*Laboratoire de Botanique, Toulouse et Laboratoire de Palynologie, Muséum National d'Histoire Naturelle, Paris.*)

PSYCHOPHYSIOLOGIE — *Mise en évidence d'un stimulus significatif dans le comportement de ponte de* Ceratitis capitata *Wied.* (*Dipt. Trypetidæ*). Note de M. **Maurice Féron**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'étude du comportement de ponte de *C. capitata*, Diptère qui s'attaque à un très grand nombre de fruits, conduit à considérer trois actes distincts et successifs dans ce comportement :

1° le vol de la mouche vers le fruit, sous la dépendance de stimulus optiques et probablement olfactifs;

2° le choix sur le fruit d'une zone préférentielle, conditionné par un complexe de stimulus où interviennent l'éclairement, la forme du fruit et l'orientation de la surface;

3° le choix par la femelle du point précis du fruit où elle s'efforcera d'enfoncer son oviscapte.

Dans la présente Note nous étudierons le troisième de ces actes. La femelle, par exemple sur une poire, parcourt rapidement le fruit en marquant de fréquents et très brefs temps d'arrêt au cours desquels *elle procède à l'exploration de l'épiderme avec la trompe.* L'un de ces arrêts est suivi aussitôt de la perforation de l'épicarpe par l'oviscapte.

Les points de rupture de l'épicarpe, des blessures par exemple, retiennent la femelle si elle les rencontre au cours de son exploration, et elle cherche aussitôt à y introduire son oviscapte. Si un fruit blessé est laissé dans une cage contenant plusieurs femelles, le plus grand nombre d'œufs est retrouvé dans la lésion. Le même résultat est obtenu en perforant l'épicarpe du fruit avec une aiguille [cette réaction a été utilisée par Sacantanis (1) pour réaliser un élevage sur banane]. La lésion tégumentaire favorise l'efficacité du ou des « stimulus significatifs » (2), qui, vraisemblablement, peuvent être rapportés à une ou plusieurs des propriétés du péricarpe ou de l'endocarpe des fruits puisque, sur des fruits artificiels en plastiline enrobés de paraffine, des perforations ne provoquent aucune réaction chez des femelles en exploration.

Pour préciser les stimulus en cause, nous avons utilisé un fruit à épicarpe artificiel sous lequel nous placions un « leurre » (3) possédant l'une des propriétés du milieu intérieur naturel des fruits.

Le leurre employé est une sphère en matière plastique creuse, de 6 cm de diamètre, de couleur jaune (d'autres expériences nous ayant montré que cette couleur est la plus favorable à l'activité de ponte de *C. capitata*). Nous avons perforé cette sphère de trois rangées de trous distants entre eux de 1 cm environ.

1. La sphère était suspendue dans une cage contenant des mâles et des femelles de *C. capitata*, les rangées de trous disposées verticalement.

Les mouches venaient rapidement se poser sur la sphère; au cours de leur exploration, les femelles ne marquaient aucun intérêt pour les trous, même lorsqu'elles les rencontraient; de nombreuses tentatives de perforation étaient pourtant constatées. Le fait d'une rupture physique de la surface n'était donc pas un stimulus suffisant. *Il n'y a pas d'effet de contact.*

2. Nous avons suspendu au centre géométrique de la sphère un morceau de pulpe de banane (fruit utilisé dans nos élevages pour la nourriture et la reproduction de l'Insecte). Aussitôt les femelles ont marqué de l'intérêt pour les trous et se sont efforcées en grand nombre, après exploration avec la trompe, d'y introduire leur oviscapte. Le même résultat, mais moins marqué, a été obtenu en utilisant un morceau de carotte.

3. Nous avons suspendu au centre de la sphère un très petit morceau d'écorce d'orange très odoriférant. Les femelles se sont rassemblées en plus grand nombre dans la zone des trous, sous l'influence probablement d'une chimiotaxie positive, mais ont marqué un intérêt restreint par les trous eux-mêmes; trois ou quatre trous sur une vingtaine faisaient l'objet de tentatives de pénétration de l'oviscapte. *Le stimulus olfactif ne paraît donc pas déterminant.*

4. Nous avons suspendu au centre de la sphère un simple morceau de coton hydrophile imbibé d'eau. Les femelles ont aussitôt montré un intérêt considérable pour les trous; après quelques minutes plus de 15 trous étaient occupés par des femelles; de nombreux œufs étaient, par la suite, retrouvés à l'intérieur de la sphère. La tension de vapeur d'eau très élevée du milieu intérieur de la sphère conditionne la ponte et doit être considérée comme celle des propriétés du milieu intérieur du fruit qui constitue le stimulus le plus significatif.

Ces expériences ont été reprises plusieurs fois et dans des ordres différents, avec toujours les mêmes résultats.

En conclusion, dans les conditions de nos expériences :

1. Le stimulus significatif qui incite la femelle de *C. capitata* à introduire son oviscapte en un point privilégié est, sous une surface neutre, un substrat aqueux ou à tension de vapeur d'eau très élevée.

2. La trompe est l'un des sièges de l'hygrosensibilité de la mouche.

Ce résultat nous a d'ailleurs conduit à imaginer un procédé simple pour recueillir facilement des œufs de *C. capitata.* Une double sphère en matière plastique (boîtes à œufs de voyage) est perforée de nombreux trous et tapissée intérieurement d'un morceau de tissu (genre tarlatane) imbibé d'eau. La sphère est suspendue dans une cage. L'humidité du tissu, perçue par les femelles, les incite à introduire leur oviscapte dans les trous et à déposer leurs œufs à la face interne du tissu. Après 24 h la sphère est retirée de la cage, ouverte, et le tissu retiré. Les œufs n'adhèrent pas

fortement au tissu, et il suffit de plonger celui-ci dans de l'eau pour les décoller et les rassembler au fond du récipient où s'effectue l'opération.

(1) K. SACANTANIS, *C. R. Soc. Biol.*, 145, 1951, p. 1802-1805.
(2) Selon la terminologie de Russel et Grassé.
(3) Selon la terminologie de Lorenz et Tinbergen.

(Institut National de la Recherche Agronomique. Station de Zoologie Agricole. Centre de Recherche Agronomique du Sud-Est.)

ENDOCRINOLOGIE. — *Thyroïde et toxines microbiennes.* Note de M. **LOUIS CHEDID** et Mlle **MONIQUE PARANT**, présentée par M. Robert Courrier.

L'exploration, faite au moyen d'iode radioactif, ne permet de déceler aucune modification de la fonction thyroïdienne du Rat au cours de l'intoxication diphtérique. Au contraire, l'injection d'endotoxine typhique diminue la fixation de l'iode au niveau de la glande ainsi que le taux d'iode hormonal dans le sang.

La réaction thyroïdienne aux agressions microbiennes a, depuis toujours, frappé le clinicien et l'anatomo-pathologiste. Néanmoins, l'étude expérimentale de cette question semble avoir été négligée et le bilan établi par Mahaux (1950) est des plus contradictoires. Sans doute le critère histologique, utilisé par les premiers expérimentateurs, est-il très difficile à interpréter.

De ces nombreux travaux, les résultats obtenus par Piera Locatelli (1935-1936) retiennent l'attention, bien qu'ils soient également paradoxaux. Pour cet auteur, le Chien éthyroïdé devient plus résistant à la toxine diphtérique et cependant ce poison stimulerait la fonction thyroïdienne.

Dans les expériences que nous rapportons ici, nous n'avons pu confirmer l'action thyréo-stimulante de la toxine injectée au Rat qui a reçu de l'iode marqué.

Par ailleurs, nos résultats démontrent que l'endotoxine typhique déprime la fonction thyroïdienne du Rat et que la sensibilité de la Souris à ce poison est augmentée par un traitement à l'hormone thyroïdienne, alors que ce traitement ne modifie pas sa résistance à la toxine diphtérique.

Les animaux (rats et souris femelles) sont maintenus dans des pièces à température constante et à un régime Remington modifié (régime dépourvu en iode) pendant les quinze jours qui précèdent le moment de les sacrifier.

La thyroxine est injectée par voie sous-cutanée. La toxine diphtérique, l'anatoxine diphtérique et l'endotoxine typhique sont injectées par voie intrapéritonéale. Cette dernière a été extraite par la méthode de Boivin à partir d'une culture de *Salmonella typhi* (souche Ty 2).

L'iode 131 a été injecté par voie intrapéritonéale à raison de 10 μC par 100 g de poids corporel, 20 h avant de sacrifier les animaux.

La fixation est déterminée en comparant l'activité totale de la thyroïde à la dose d'iode injectée à l'animal.

L'iode protidique élaboré est mesuré en comparant, après centrifugation, l'activité des hématies (qui ne contiennent que l'iode minéral), à celle du plasma (qui contient en plus de l'iode organique). Les détails de la mesure du rapport H/P ont été publiés par les auteurs de la méthode (Courrier, Morel et Colonge).

Résultats. — *Première expérience.* — Des rattes reçoivent 10 μg de thyroxine par jour, pendant huit jours, dans le but de mettre leur thyroïde au repos. Certaines d'entre elles recevront 30 unités de toxine diphtérique ou 30 unités d'anatoxine diphtérique 48 h avant l'injection de l'iode 131.

	Nombre d'animaux.	Fixation (%).	$\frac{H}{P}$.
Témoins I	9	27	0,53
Toxine diphtérique	8	31	0,68
Témoins II	7	36	0,63
Anatoxine diphtérique	8	31	0,69

Ce tableau (sur lequel sont réunies deux expériences) démontre qu'il n'y a pas de modification notable de la sécrétion thyroïdienne au cours de l'intoxication diphtérique chez le Rat.

Deuxième expérience. — Des rats traités dans les mêmes conditions que précédemment reçoivent 0,1 mg d'endotoxine typhique la veille et l'avant-veille de l'injection d'iode 131.

Certains d'entre eux ont reçu, en même temps que leurs témoins, 10 μg de thyroxine par jour, pendant cinq jours, dans le but de mettre leur thyroïde au repos.

		Nombre d'animaux.	Fixation (%).	$\frac{H}{P}$.
Avec thyroxine	Témoins I	9	42,9	0,56
	Endotoxine	10	25,7 (*)	0,55
Sans thyroxine	Témoins II	9	63,8	0,13
	Endotoxine	9	42,4 (*)	0,25 (*)

(*) p. 0,01.

Ce tableau démontre que la fixation de l'iode est très diminuée, même *sous thyroxine*, et que le rapport H/P est élevé, ce qui signifie que l'élaboration d'iode protidique est ralentie. Il faut remarquer qu'il s'agit d'un produit très toxique, bien qu'il soit utilisé à une dose non mortelle.

En accord avec ces résultats, notons que l'administration de 2 μg de thyroxine par jour précipite la mort des souris qui reçoivent de l'*endotoxine* sans modifier notablement le cours de l'intoxication diphtérique. Enfin,

des expériences préliminaires nous ont montré que la résistance du Rat éthyroïdé aux endotoxines n'a pas varié sensiblement.

CONCLUSIONS. — Rappelons que la réponse surrénalienne aux poisons microbiens est très différente selon qu'il s'agit d'endotoxine (typhique par exemple) ou d'exotoxines (diphtérique par exemple). C'est ainsi que la surrénalectomie rend l'animal 100 fois plus sensible aux premières, tout en ne modifiant pas sa résistance aux exotoxines. De même, les corticoïdes sont inopérants à l'égard de ces dernières, alors qu'ils exercent une action antiendotoxique très élevée (5), (6).

Il semble, également, que la glande thyroïde ne réagisse pas de la même manière à ces deux poisons bactériens. En effet :

1° Il n'y a pas de modification de la fixation d'iode marqué au cours de l'intoxication diphtérique alors que l'injection d'endotoxine typhique déprime l'activité thyroïdienne;

2° Un traitement thyroxinien préalable diminue la résistance des souris à l'endotoxine, mais pas à la toxine diphtérique.

Williams, Jaffe et Kemp qui ont étudié l'influence du vaccin typhoïdique en comparaison avec celle d'autres agressions, sur la fixation de l'iode 131, pensent que son action sur la sécrétion thyroïdienne est non spécifique. Cette interprétation ne se justifie pas toujours puisqu'une agression provoquée par un agent de nature très voisine (toxine diphtérique) ne provoque pas le même effet.

(1) J. MAHAUX, *Semaine Hôp. Paris*, 26, 1950, p. 4375.
(2) L. CHEDID, *Bull. Biol. Fr. et Belg.*, *Suppl.* 42, 1957, p. 19.
(3) P. LOCATELLI, *Bull. Soc. Med. Ch. Pavia*, *a.* 49, 1935, p. 137; *b.* 50, 1936, p. 25.
(4) R. COURRIER, F. MOREL et A.-R. COLONGE, *Ann. Endocr.*, 15, 1954, p. 751.
(5) F. BOYER et L. CHEDID, *Ann. Inst. Pasteur*, 84, 1953, p. 453.
(6) L. CHEDID, F. BOYER et M. SAVIARD, *Ann. Inst. Pasteur*, 86, 1954, p. 347.
(7) WILLIAMS, JAFFE et KEMP, *Amer. J. Physiol.*, 159, 1949, p. 291.

(Laboratoire d'Endocrinologie, Collège de France.)

CYTOLOGIE. — *L'origine des plaquettes vitellines de l'œuf de Planorbe.* Note de Mlle **NINA CARASSO** et M. **PIERRE FAVARD**, présentée par M. Robert Courrier.

Dans une précédente Note (1) nous avons étudié l'ultrastructure des plaquettes vitellines de l'ovocyte de Planorbe (*Planorbis corneus*) et nous avons signalé l'existence, à l'intérieur de celles-ci, d'abondantes réserves protéiques. Ces réserves se présentent au microscope électronique sous forme de molécules de 60 Å de diamètre environ, régulièrement arrangées en pseudo-cristaux dans lesquels la distance séparant chaque molécule

de ses voisines est de 85 Å environ. Ces molécules nous ont été extrêmement utiles pour déterminer l'origine des plaquettes vitellines. Celles-ci se forment selon deux processus que nous décrivons ici et qui ont en commun de mettre principalement en jeu les mitochondries.

Un premier mode de formation est uniquement mitochondrial. En effet, dans le très jeune ovocyte de *Planorbis corneus*, on observe, éparses dans le cytoplasme, de nombreuses mitochondries, réparties pour la plupart au hasard (signalons cependant que, très souvent, des amas de mitochondries se trouvent au voisinage de la membrane nucléaire, faisant face à une masse de matériel chromatique. La plupart des mitochondries présentent à ce stade de l'ovogenèse, l'ultrastructure classique. On observe également, dans le cytoplasme du jeune ovocyte, quelques dictyosomes et de rares lames ergastoplasmiques.

A un stade plus avancé, on constate que certaines mitochondries ont acquis une ultrastructure particulière. Leurs crêtes internes ont perdu tout rapport avec la double membrane externe et forment des lames concentriques au contour de la mitochondrie dont le centre devient alors homogène.

Certaines de ces mitochondries remaniées contiennent des molécules protéiques analogues à celles que nous avons décrites dans les plaquettes vitellines de l'ovocyte âgé. Les molécules sont alors, soit disséminées dans la substance fondamentale de la mitochondrie, soit groupées en très petits amas ou en amas plus importants. Les figures des planches I et II montrent différents aspects de ces mitochondries évoluant en plaquettes vitellines.

A un stade plus avancé encore, on observe des plaquettes vitellines de taille nettement supérieure à celle des mitochondries typiques avec lesquelles elles voisinent, limitées souvent, tout comme les mitochondries, par une double membrane, et dont certaines renferment encore des restes de crêtes formant des lames concentriques (*fig.* 3, *pl.* II). Ces lames disparaissent à mesure que grossit le grain vitellin, qui prend, dans l'ovocyte plus âgé, les aspects que nous avons déjà décrits ([1]).

Notons que toutes les mitochondries n'évoluent pas simultanément. Par ailleurs, le stade durant lequel des résidus de crêtes mitochondriales voisinent avec des molécules en train de s'organiser en cristaux est certainement bref. En effet, cet aspect est moins souvent rencontré que celui d'une plaquette vitelline à double membrane externe, renfermant des cristaux, mais aucun résidu de crêtes internes. Notons encore que nous n'avons observé aucune relation entre molécules protéiques et crêtes mitochondriales. Les molécules semblent prendre naissance dans la substance fondamentale des mitochondries.

Un deuxième mode de formation des plaquettes vitellines met en jeu, outre les mitochondries, le cytoplasme et le système ergastoplasmique.

On observe, en effet, dans le jeune ovocyte, des lames ergastoplasmiques qui viennent ceinturer une portion de cytoplasme contenant quelques mitochondries (*pl.* III). La portion de cytoplasme ainsi isolée et les mitochondries qu'elle contient évolueront pour donner une seule plaquette vitelline selon le processus suivant : les mitochondries perdent leurs crêtes comme dans le cas précédent; leur membrane externe persiste assez longtemps au milieu du cytoplasme qui, de son côté, perd toute structure visible et toute osmiophilie. Des pseudo-cristaux protéiques apparaissent tant dans les mitochondries que dans les portions cytoplasmiques de la plaquette (*fig.* 1, *pl.* IV).

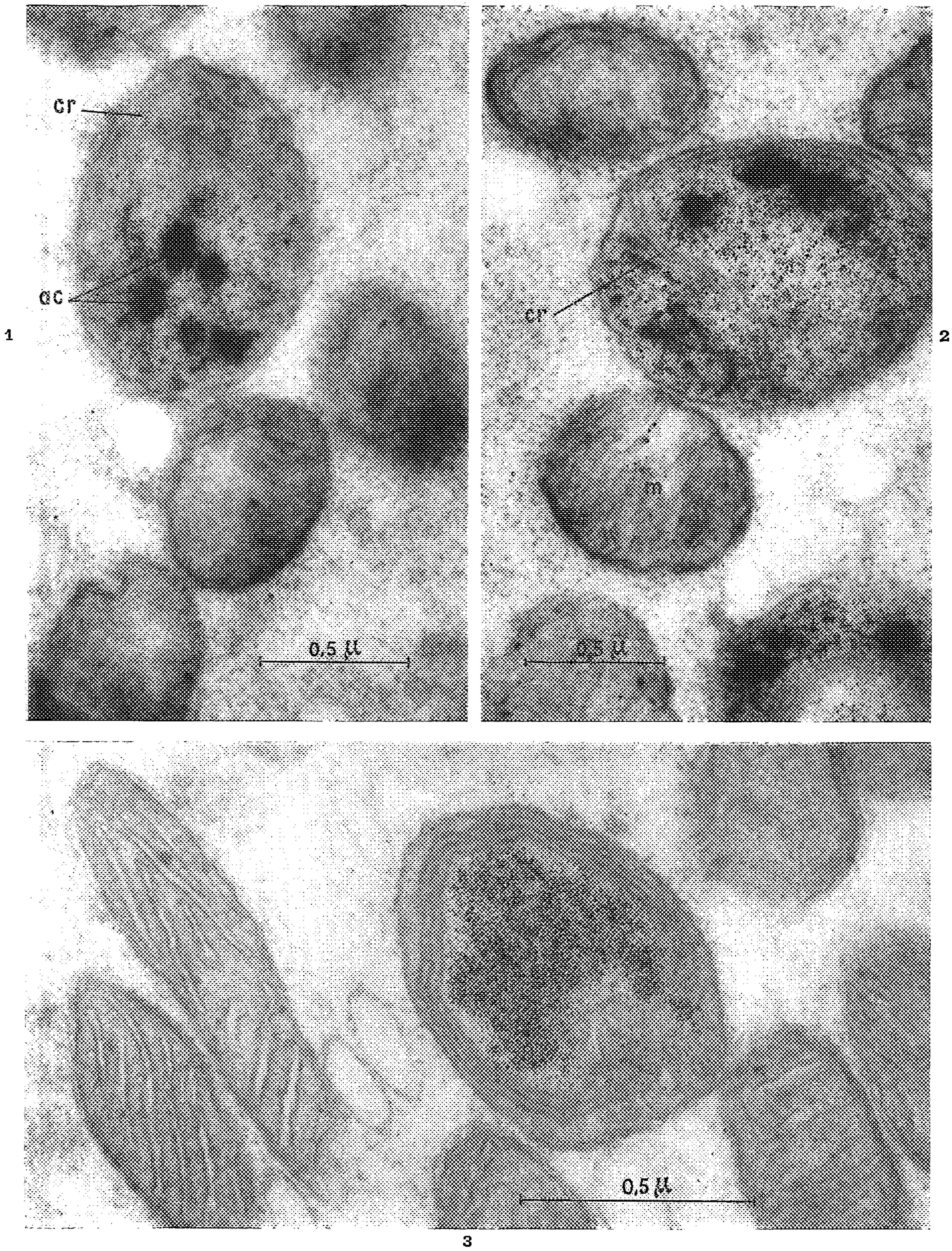
Plus tard encore, les membranes externes des mitochondries disparaissent elles aussi, et l'on aboutit à la formation d'une plaquette vitelline dont la membrane limitante externe a pour origine des lames ergastoplasmiques et dont la substance fondamentale reste très peu osmiophile, contrairement aux plaquettes formées par le processus purement mitochondrial. On observe souvent, autour des plaquettes ayant une telle origine, de nombreuses lames ergastoplasmiques (*fig.* 2, *pl.* IV).

Seule l'étude au microscope électronique permettait de préciser l'origine des plaquettes vitellines, dont la taille, au début de leur formation, se confond, et pour cause, avec celle des mitochondries (0,5 à 1 μ), ce qui rend impossible, en microscopie optique, toute certitude sur le mécanisme de la vitellogenèse. De nombreux auteurs ont du reste discuté ce problème, attribuant tour à tour à tous les organites cellulaires l'origine des plaquettes vitellines.

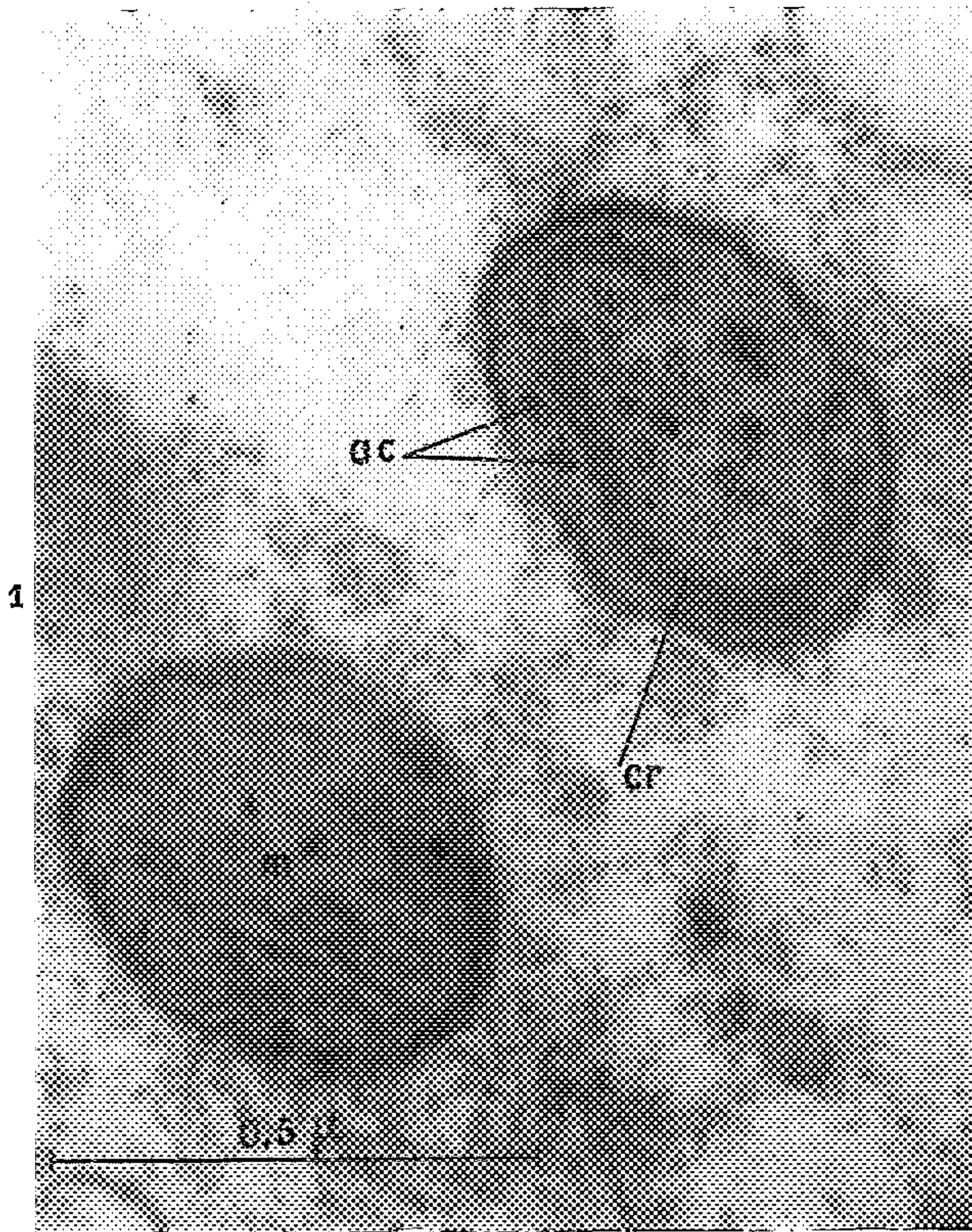
En microscopie électronique, Kemp ([2]), 1956, étudiant l'ovogenèse de *Rana pipiens*, attribue aux mitochondries un rôle important dans la vitellogenèse, mais ne montre pas d'image convaincante. Yazusumi et Tanaka ([3]) (1957) étudient le même phénomène chez *Cipangopaludina malleata* et voient des relations tardives entre plaquettes et appareil de Golgi; mais ces auteurs n'apportent rien quant à l'origine des plaquettes.

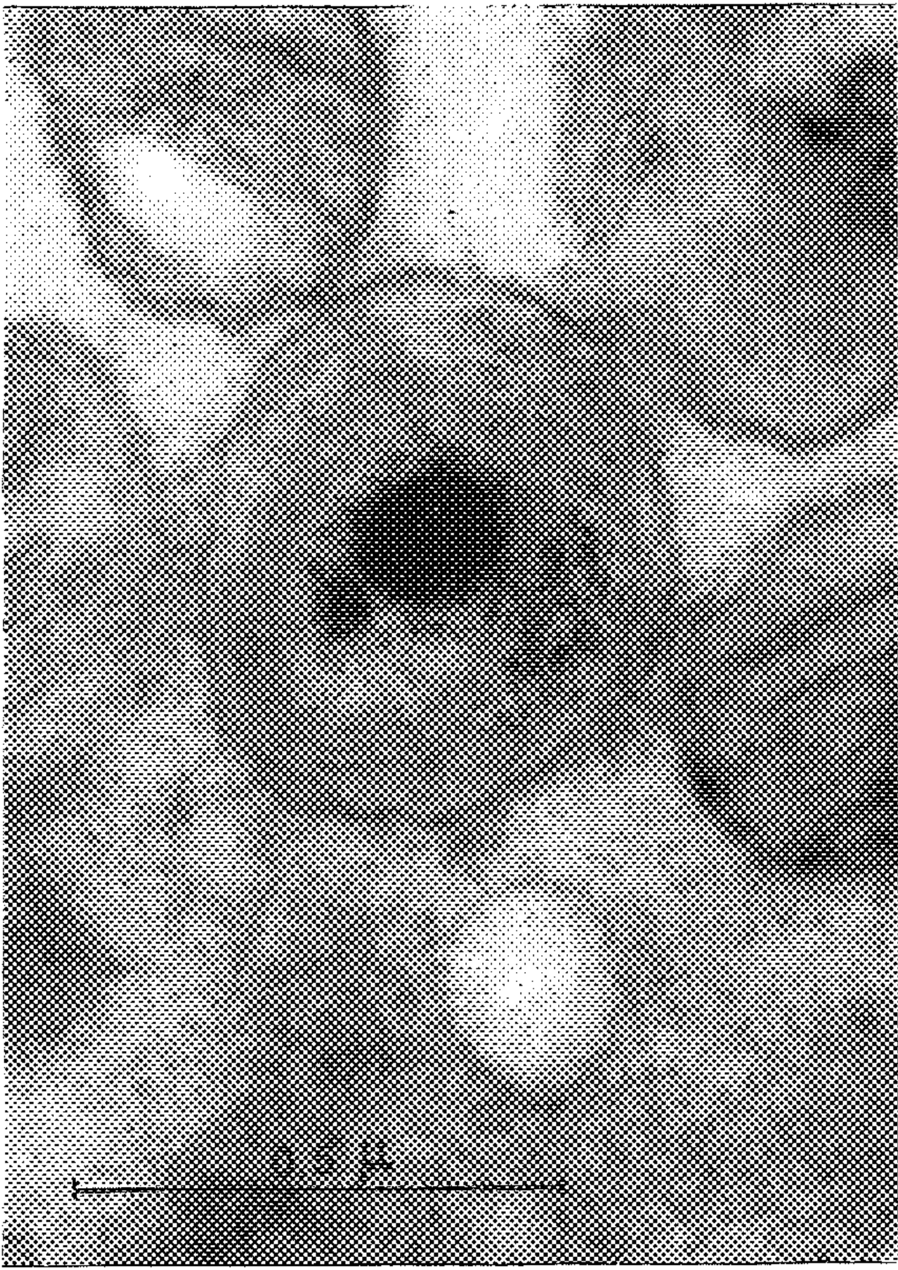
Chez le Mollusque étudié par nous, l'origine mitochondriale suivant un processus plus ou moins complexe semble ici démontrée. Ceci n'implique pas cependant que les mitochondries soient seules responsables de toutes les synthèses qui s'effectuent durant la vitellogenèse. Celles-ci sont probablement préparées par d'autres régions de la cellule, les mitochondries n'étant au fond que le lieu des synthèses finales, lesquelles se traduisent morphologiquement par l'apparition, dans le cytoplasme de l'ovocyte, de ces grains vitellins, réserves du futur embryon.

PLANCHE I.

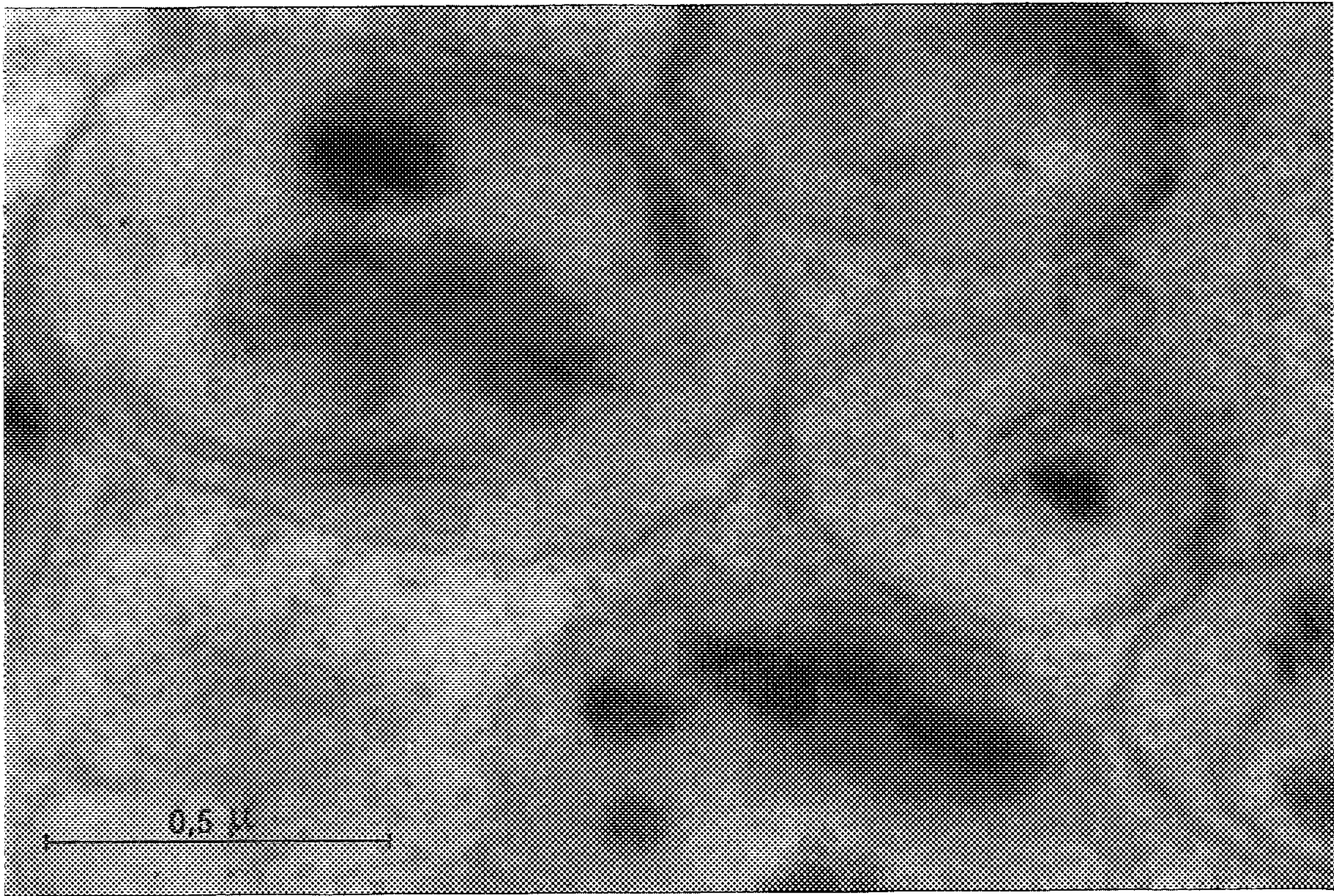


1





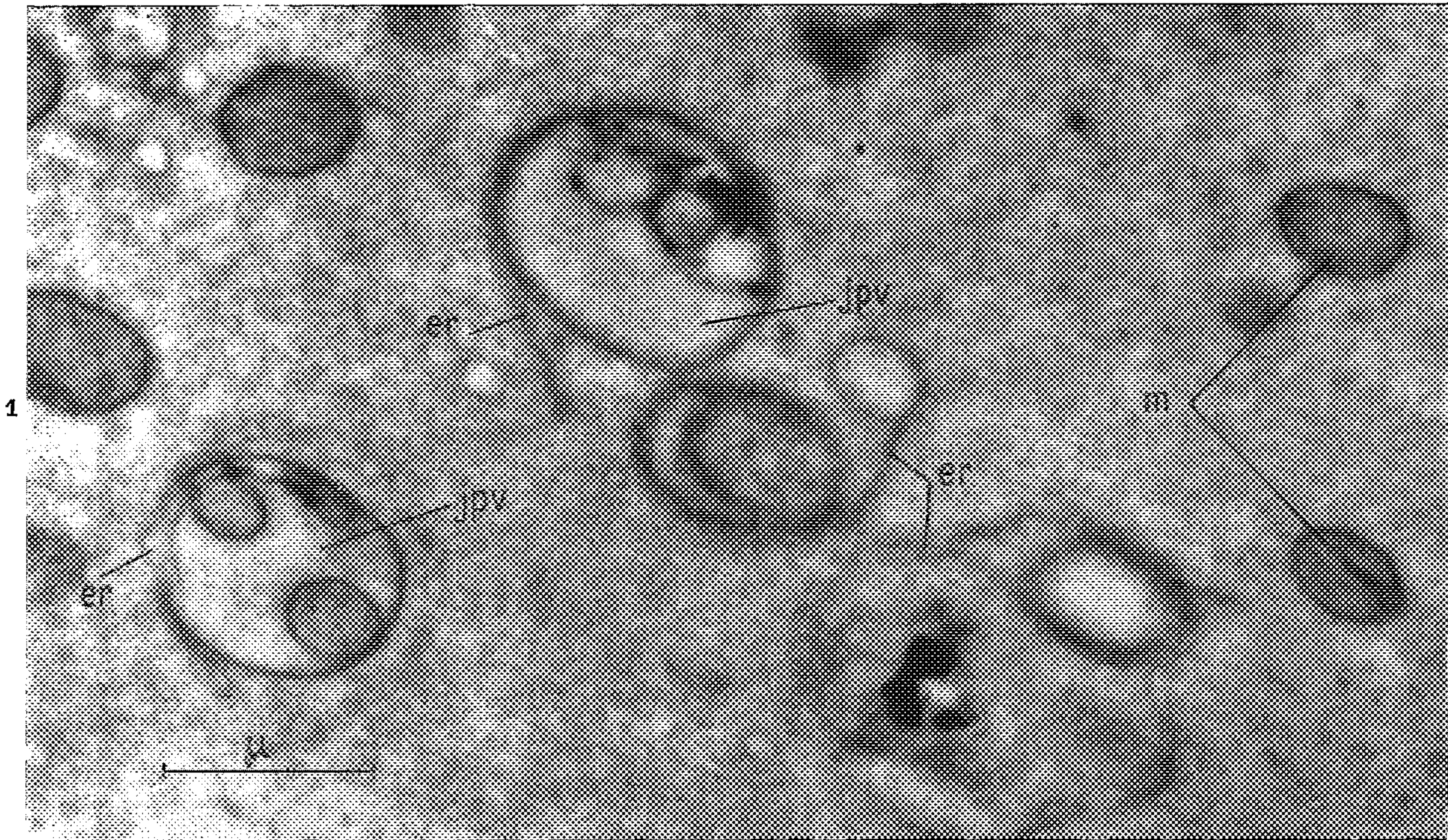
2



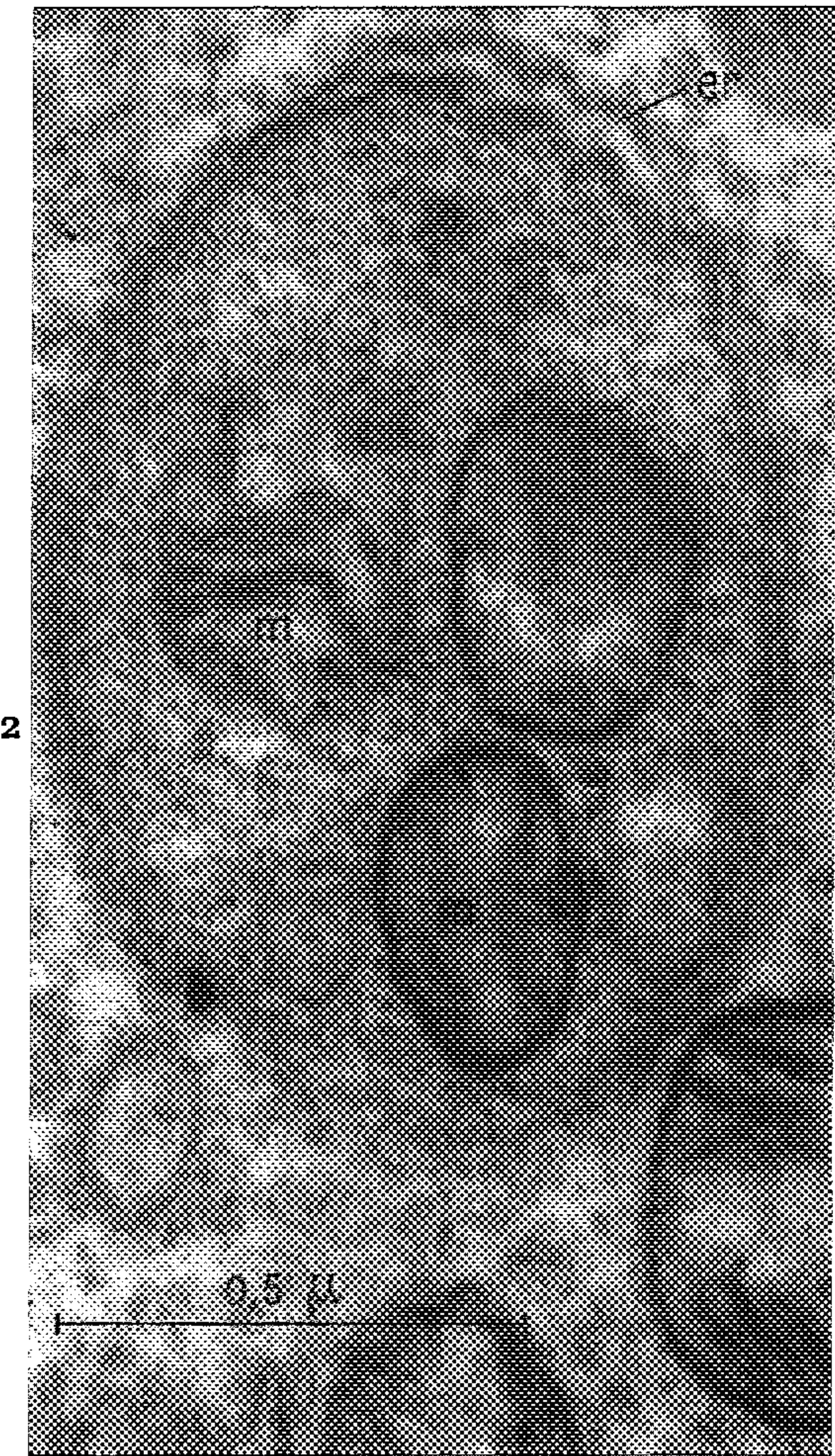
3

PLANCHE III.

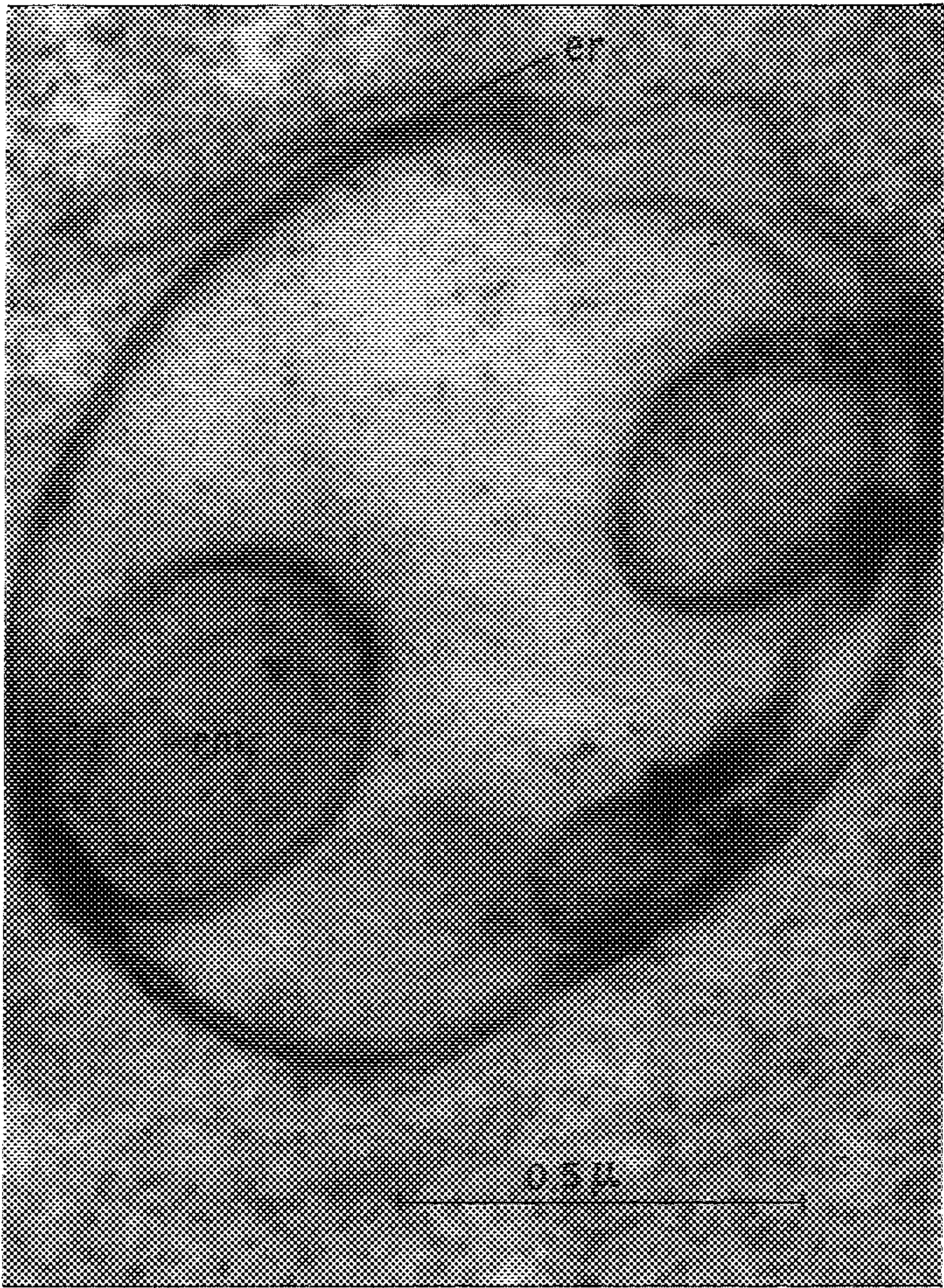
1



2

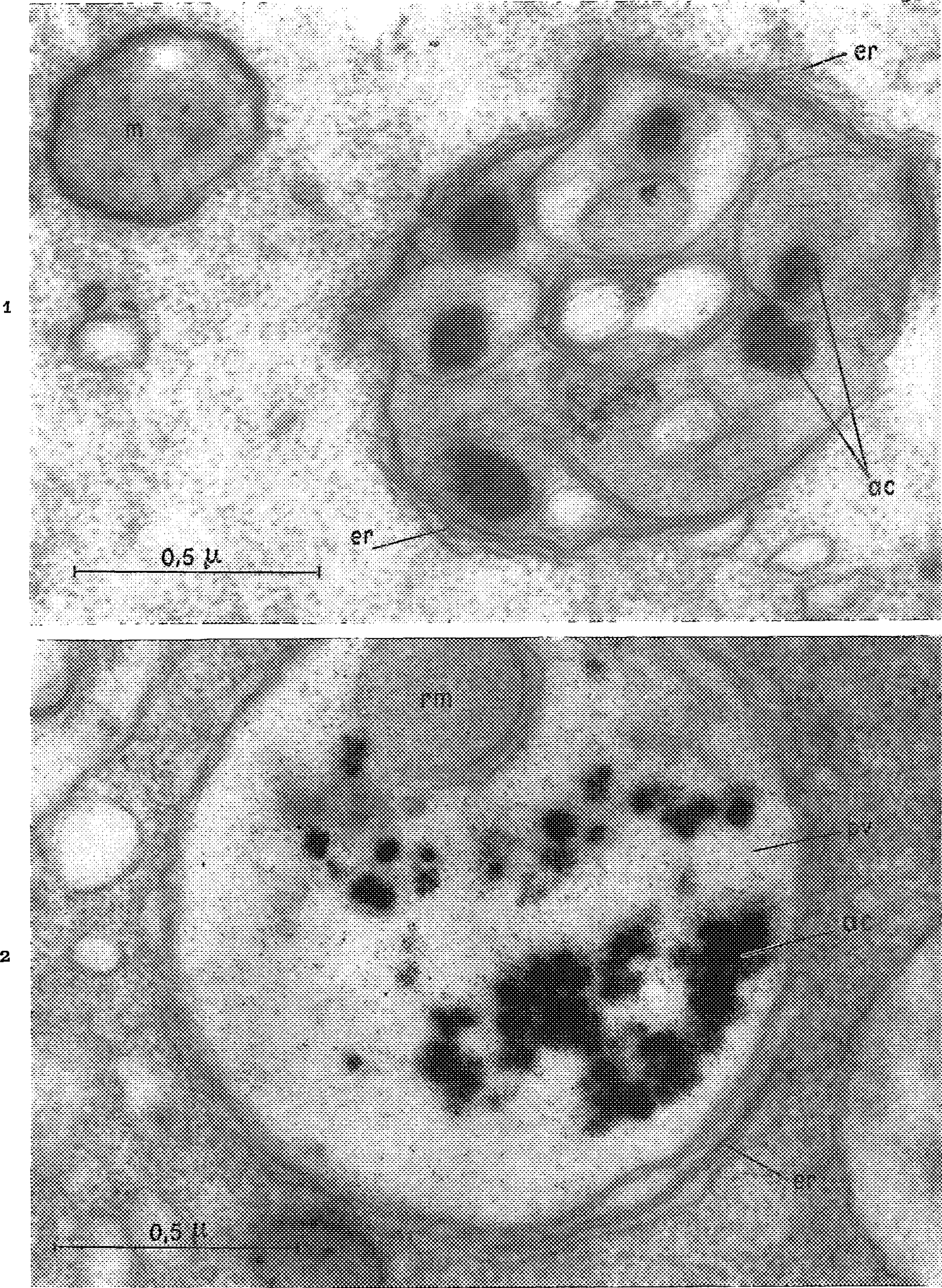


3



1

2



EXPLICATION DES PLANCHES.

PLANCHES I et II.

Formation des plaquettes vitellines par processus purement mitochondrial.

Planche I :

Fig. 1 et 2. — Très jeunes plaquettes vitellines à l'intérieur desquelles on observe encore des résidus de crêtes mitochondriales *cr*. *ac*, amas cristallins; *m*, mitochondrie. Gr. direct, 13 000; gr. photogr., 50 000.

Fig. 3. — Plaquette de même constitution. que les précédentes, Gr. direct 20 000; gr. photogr., 80 000.

Planche II :

Fig. 1 et 2. — Mitochondries en train de se transformer en plaquettes. *ac*, amas pseudo-cristallins; *cr*, résidus de crêtes; *m*, mitochondries.

Fig. 3. — Plaquette beaucoup plus volumineuse que les précédentes où subsistent néanmoins des résidus de crêtes mitochondriales. Fig. 1, 2 et 3, gr. direct, 20 000; gr. photogr., 80 000.

PLANCHES III et IV.

Formation des plaquettes vitellines par processus complexe
(mitochondries, cytoplasme, ergastoplasme).

Planche III :

Fig. 1. — Fragment de cytoplasme d'un jeune ovocyte montrant des mitochondries *m*, et de jeunes plaquettes vitellines *jpv* constituées par quelques mitochondries et du cytoplasme entouré de lames ergastoplasmiques *er*. Gr. direct, 6 000; gr. photogr., 24 000.

Fig. 2 et 3. — Jeunes plaquettes vitellines formées selon le même processus. *er*, ergastoplasme; *rm*, résidus mitochondriaux. Gr. direct, 20 000; gr. photogr., 80 000.

Planche IV :

Fig 1. — Plaquette plus âgée, également formée de mitochondries et cytoplasme entourés d'ergastoplasme. Des amas pseudo-cristallins *ac* ont apparu. *m*, mitochondrie.

Fig. 2. — Plaquette vitelline âgée. Remarquer le fond clair du grain et les lames ergastoplasmiques qui l'entourent. *pv*, plaquette vitelline; *rm*, résidu mitochon drial. Fig. 1 et 2, gr. direct, 20 000; gr. photogr., 80 000.

Microscope électronique R. C. A. E. M. U 3 CF. Coupes observées sur membranes de carbone ou sans membrane support. Clichés pris sous tension de 100 kV.

(1) P. FAVARD et N. CARASSO, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2547.
(2) N. E. KEMP, *J. Biophys. Biochem. Cytol.*, 2, 3, 1956, p. 281-292.
(3) G. YAZUSUMI et H. TANAKA, *Exp. Cell Research*, 12, 1957, p. 681-685.

(*École Normale Supérieure, Laboratoire de Botanique et Collège de France, Laboratoire de Physique atomique et moléculaire.*)

HISTOLOGIE. — *La structure de la musculature longitudinale des Lombriciens.* Note de M[lle] **Françoise Izoard**, présentée par M. Maurice Caullery.

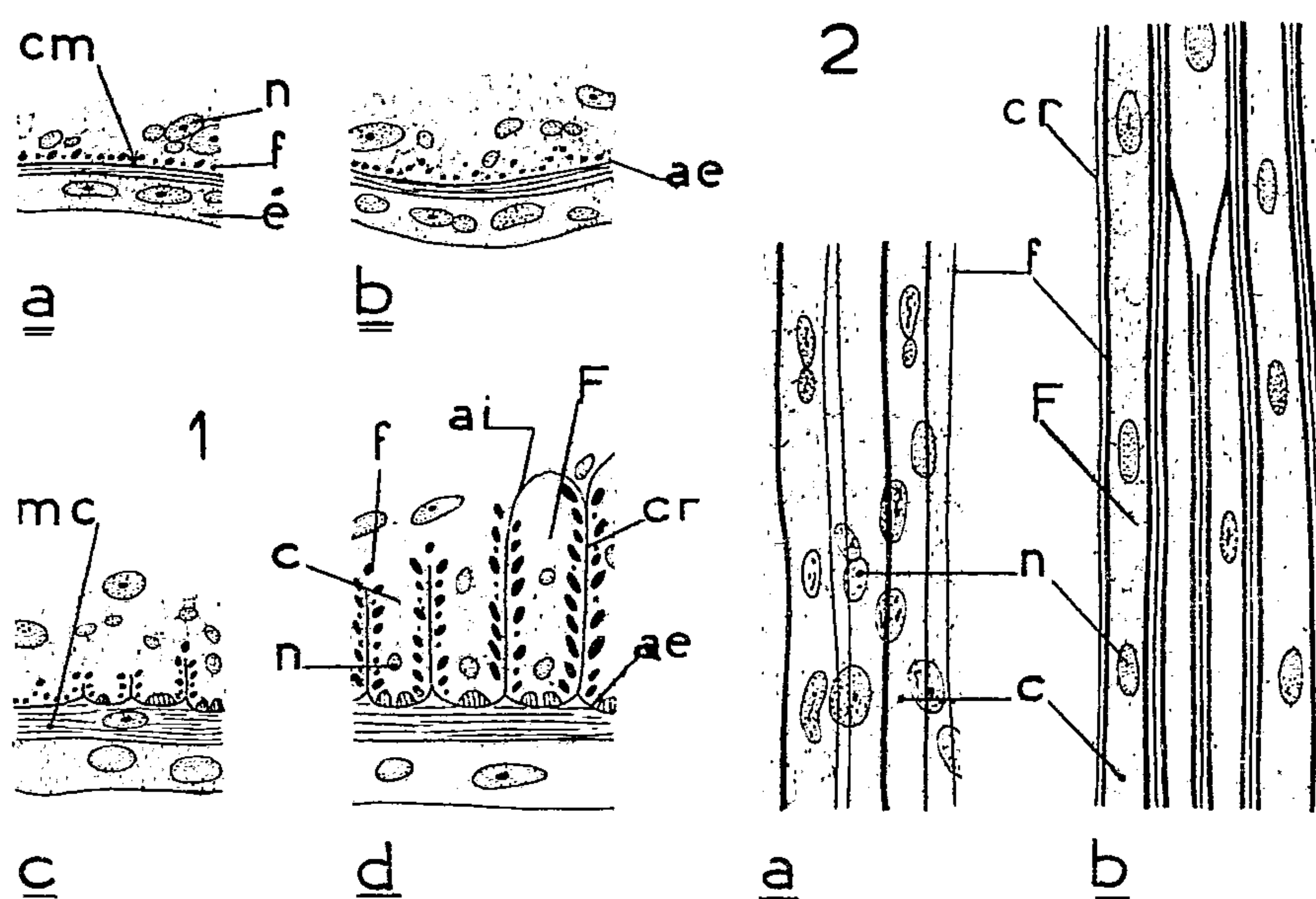
La musculature longitudinale des Lombriciens, de structure assez compliquée et difficile à comprendre chez l'adulte, a été interprétée de façon très différente par les auteurs. Nous avons repris ce problème chez *Eisenia fœtida* et étudié le développement de la musculature longitudinale, de la larve à l'adulte, par des méthodes variées.

La musculature longitudinale s'édifie dans un feuillet cytoplasmique continu, riche en noyaux, qui ne présente aucune limite cellulaire apparente. Au sein de la couche myogène de structure syncytiale se différencient des myofibrilles contractiles longitudinales. D'abord minces et espacées, elles constituent une musculature primaire très fugace; elles se multiplient ensuite rapidement et s'épaississent, formant la musculature secondaire définitive (*fig.* 1 *a* et 2 *a*). L'ordre suivant lequel les fibrilles apparaissent a été observé au microscope polarisant sur des larves entières, fendues dorsalement et étalées. Elles se forment à la partie antérieure de l'animal; puis elles s'allongent vers l'arrière et s'étendent finalement sans solution de continuité, d'une extrémité à l'autre. Dans le sens transversal, le développement commence sur la face ventrale, puis s'étale sur les côtés, non de façon régulière, mais suivant des bandes longitudinales séparées qui s'élargissent et se réunissent enfin, d'avant en arrière, en un manchon cylindrique continu.

Les premières fibrilles formées sont d'abord disposées en une seule couche à la périphérie du feuillet myogène, contre la musculature circulaire; leur multiplication se poursuit et elles gagnent le bord de la paroi cœlomique, donnant, en coupe transversale, l'impression d'être rangées suivant des arcs de cercle successifs (*fig.* 1 *b*). Primitivement continue, la musculature longitudinale est ensuite fragmentée par des cloisons longitudinales radiaires riches en collagène. Ces cloisons se développent à partir de l'aponévrose conjonctive externe qui sépare les musculatures longitudinale et circulaire (*fig.* 1 *c*); elles s'insinuent entre les fibrilles de deux arcs successifs, donnant à la musculature tout entière, en coupe transversale, un aspect penné; puis elles s'enfoncent de plus en plus vers l'intérieur et finissent par se rejoindre, formant une aponévrose conjonctive interne qui double la paroi cœlomique (*fig.* 1 *d*). La musculature longitudinale est ainsi découpée en compartiments juxtaposés, distincts et parallèles, à la périphérie desquels les fibrilles contractiles sont régulièrement disposées; au centre est un cytoplasme vacuolaire avec de nombreux noyaux.

Chaque compartiment est donc fonctionnellement assimilable à une fibre musculaire assez grosse.

En coupe longitudinale (*fig.* 2 *b*), on ne trouve dans ces fibres aucune cloison transversale : elles s'étendent sans discontinuité d'un bout à l'autre du ver. Les cloisons radiaires, par contre, ont une longueur variable, le plus souvent supérieure à dix segments. Elles se terminent brusquement et, à ce niveau, les deux fibres qu'elles séparaient se réunissent en une fibre unique. Les fibres sont ainsi raccordées les unes aux autres à des niveaux très irréguliers; leur ensemble forme un réseau continu à mailles juxtaposées très longues.



Stades successifs du développement de la musculature longitudinale chez *Eisenia fœtida*.
Étude en coupe transversale (*fig.* 1) et en coupe longitudinale (*fig.* 2).
ae, aponévrose externe; *ai*, aponévrose interne; *c*, cytoplasme; *cm*, couche myogène; *cr*, cloison radiaire; *é*, épiderme; *f*, fibrille; *F*, fibre; *mc*, musculature circulaire; *n*, noyau musculaire.

Apparaissant sous forme de fins cordons, les *myofibrilles* prennent rapidement l'aspect de cylindres aplatis, constitués de fibrilles de deuxième ordre étroitement accolées. On n'observe jamais, en section longitudinale, de terminaison de fibrille. Au niveau où une cloison se termine, les fibrilles qui la bordaient s'infléchissent et confluent avec les fibrilles qui longent les cloisons voisines; l'ensemble contractile s'unit ainsi en un réseau, continu sur toute la longueur du ver.

Chez le ver adulte, l'aspect le plus simple se trouve dans la région postérieure au clitellum, où les fibrilles, devenues très nombreuses, sont disposées un peu partout à l'intérieur de la fibre. Partout ailleurs, on remarque des différences régionales qui sont des complications. La musculature est peu

à peu pénétrée par une trame de tissu conjonctif qui s'insinue entre les fibrilles. Encore peu importante en arrière du clitellum, où elle existe sous forme d'une cloison onduleuse, et seulement aux limites intersegmentaires, cette trame est particulièrement bien développée à la partie antérieure, où elle constitue une charpente interne très robuste.

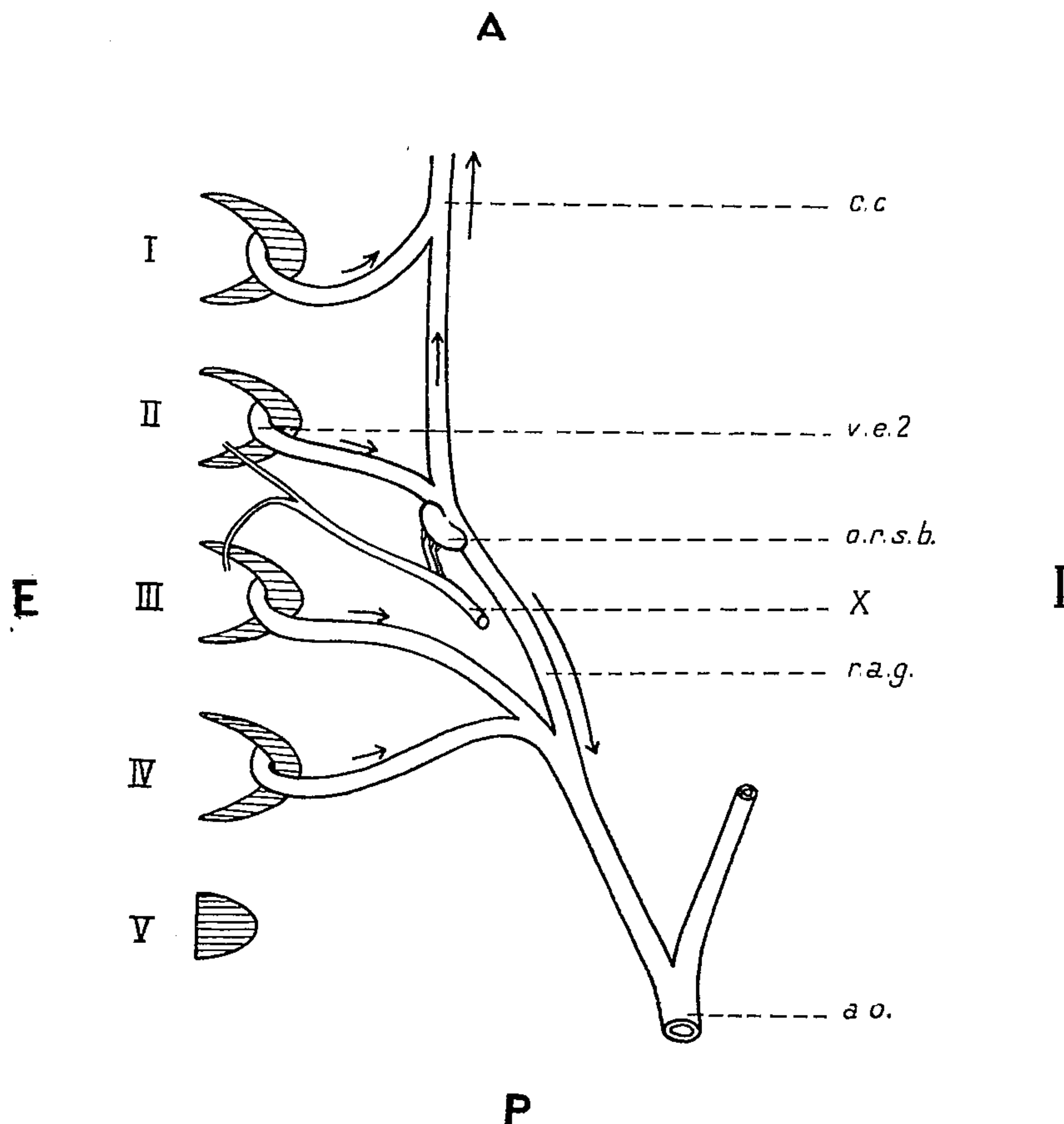
En résumé, la musculature longitudinale d'*Eisenia fœtida* est un syncytium découpé secondairement par des cloisons longitudinales radiaires de nature collagène en un réseau de fibres musculaires étroitement accolées. Chaque fibre renferme des fibrilles contractiles, elles-mêmes unies en un réseau. Ces réseaux sont continus d'un bout à l'autre du ver.

ANATOMIE COMPARÉE. — *De l'existence chez* Latimeria chalumnæ *Smith* (Cœlacanthidæ) *d'un organe régulateur du courant sanguin supra-branchial.* Note (*) de MM. **Jacques Millot** et **Jean Anthony**, présentée par M. Louis Fage.

Étudiant l'appareil circulatoire de *Latimeria*, nous avons observé, de façon constante, l'existence d'un organe sphéro-ovoïde bilatéral, de 5 à 6 mm de long sur 4 mm environ de diamètre, accolé à la partie supéro-externe de la racine aortique au point où elle reçoit le deuxième vaisseau branchial efférent (*fig.*). Étions-nous en présence d'une formation lymphatique, d'un cœur accessoire, d'un corps neuro-sensoriel, d'un organe hématopoïétique, d'une glande ? L'analyse histologique nous a révélé qu'il s'agissait d'un organe creux, à paroi musculaire remarquablement divisée et rétiforme, à cavité extrêmement compliquée, labyrinthique, tapissée d'un endothélium, et normalement vide à l'autopsie, à l'exception de quelques petits amas de globules, mais communiquant à plein canal avec la lumière de la racine aortique — présentant donc tous les caractères d'un « cœur accessoire » typique. Il ne contient aucune cellule glandulaire d'aucune sorte et n'est le siège d'aucune activité hématopoïétique. Sa structure est celle d'une éponge sinusoïdale, comme celle des cœurs embryonnaires de Vertébrés. Elle comprend essentiellement des faisceaux de fibres musculaires fines et denses, orientées dans les sens les plus variés, formant un réseau dont les mailles sont des espaces sanguins, diverticules de la cavité aortique, sans couche compacte externe nette et sans pénétration appréciable de vaisseaux qui restent périphériques. La trame conjonctive est très discrète; les fibres élastiques sont surtout abondantes à la superficie de l'organe où elles deviennent dominantes, formant une sorte d'enveloppe. L'innervation est assurée par plusieurs filets d'une finesse extrême, issus de la branche du nerf X se distribuant au deuxième arc (rameau prétrématique) et au troisième arc (rameau

posttrématique), mais nous n'avons remarqué aucun dispositif nerveux ou sensoriel particulier.

La littérature anatomique n'apporte aucune donnée sur l'existence éventuelle chez les Poissons d'une telle formation, dont l'interprétation nous paraît relever des principes élémentaires de l'hydrodynamique.



Latimeria chalumnæ Smith. Vue dorsale schématique des vaisseaux branchiaux efférents gauches et de leur mode de jonction avec la racine aortique. *ao*, aorte dorsale; *c. c.*, carotide commune; *o. r. s. b.*, organe régulateur suprabranchial; *r. a. g.*, racine aortique gauche; *v. e.* 2, deuxième vaisseau efférent; I à V, arcs branchiaux; X, nerf vague.

A la sortie de l'appareil branchial, le sang hématosé doit nécessairement se partager en deux contingents de sens opposé, l'un antérieur pour la tête, l'autre postérieur pour le tronc. Or, nous avons remarqué que, par son obliquité, le premier vaisseau branchial efférent peut seul envoyer directement son sang dans le système carotidien. Le deuxième vaisseau efférent débouche dans la racine aortique suivant un angle aigu de direction contraire à celle du précédent, ce qui favorise le passage de son contenu vers le tronc. Appelé sans aucun doute à se contracter une fois rempli, à l'égal de tous les muscles creux, l'organe ovoïde de *Latimeria* est disposé

de façon à refouler vers l'avant, à chaque contraction, une partie du sang apporté par ce deuxième vaisseau. Il doit partager de cette manière, à tout instant, le sang hématosé en deux contingents équitables pour la tête et pour le tronc. On sait encore mal comment, chez les autres Poissons, s'établit le sens du courant sanguin au sortir de l'appareil respiratoire ([1]) et comment se règle la pression dans les carotides.

Notre cœur accessoire aortique, en effet, joue peut-être aussi un rôle dans le réglage de la pression sanguine dans le système carotidien, car il n'existe chez *Latimeria*, à la bifurcation de la carotide commune, aucune formation équivalente à celles qui, chez les Vertébrés tétrapodes, semblent intervenir dans la répartition du flux sanguin à ce niveau. Ces formations varient beaucoup, on le sait, des Amphibiens aux Mammifères. La plus ancienne connue est celle des Batraciens : elle a été découverte par Swammerdam dès le XVII[e] siècle. Elle a reçu des noms variés : glande carotidienne, corps carotidien, glomus carotidien, labyrinthe carotidien, etc. Son étude minutieuse a été faite par de nombreux auteurs, dont Pischinger (1934), Eloff (1935), de Boissezon (1939), et tout récemment Ishida (1954) et Carman (*J. Anat.*, 89, n° 4, 1955). Il ne s'agit ni d'une glande, ni d'un organe d'origine branchiale comme on l'a longtemps cru, mais d'un labyrinthe vasculaire fibro-élastique, formé par un lacis de capillaires artériels (réseau admirable) dilatant la terminaison de la carotide commune au niveau de sa bifurcation. La carotide externe, étant branchée à contre-courant sur la carotide commune, ne recevrait qu'une quantité infime de sang hématosé sans l'intervention de ce dispositif qui atténue la force du courant principal et en oriente une partie vers ce vaisseau (Carman).

Dans l'impossibilité où nous nous trouvons d'effectuer des recherches physiologiques sur l'intéressante formation vasculaire découverte chez *Latimeria*, et de pouvoir décider de ses homologies exactes, nous proposons pour elle le nom d'*organe régulateur supra-branchial*, en souhaitant qu'un jour son rôle puisse être défini avec plus de précision.

(*) Séance du 3 mars 1958.

([1]) Malgré de nombreux travaux, l'action des pseudo-branchies, organe semblant faire entièrement défaut chez *Latimeria*, n'a pas encore été clairement précisée.

BIOLOGIE. — *Réactions thermiques multiples au cours de la diapause de* Thersilochus longicornis *Thoms.* (Hymenoptera, Ichneumonidæ). Note (*) de M. **Pierre Jourdheuil**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'action de la température sur l'élimination de la diapause de *Thersilochus longicornis* se traduit par des réactions de nature très différentes

suivant le stade physiologique auquel l'Insecte est parvenu. Nous avons signalé antérieurement que, dans les conditions naturelles, *Thersilochus longicornis* Thoms. présente une diapause imaginale dont l'élimination est contrôlée par la température [1]. Jusqu'à la reprise normale d'activité deux phases successives pouvaient être distinguées : d'abord, une période de diapause proprement dite dont l'achèvement nécessitait un passage à une température inférieure à 15° C, puis une période de postdiapause dont la durée était inversement proportionnelle à la température.

Ces constatations impliquaient la succession de réactions thermiques très différentes dont nous avons cherché à préciser les caractères par les divers traitements suivants : élevage continu à diverses températures constantes, passage périodique de 30 en 30 jours d'une température initiale d'incubation, située entre 0 et 20° [2], à diverses autres températures, enfin élevage à une température constante de 10° avec un passage temporaire (durant 30 et 90 jours) à d'autres températures (de 5 en 5° de — 5° à + 20°).

Avec une population d'Insectes élevés jusqu'à l'entrée en diapause à une température de 20° puis placés alors à différentes températures constantes, nous avons obtenu les résultats suivants :

Température (°C).	Pourcentage de sorties.	Délais de sortie (jours). Écarts maxima.	Moyenne.	Moyenne par sexe ♂.	♀.
0	0	–	–	–	–
5	100	159-192	178,2	174,7	185,3
10	100	126-151	136,8	133	144
12,5	80	157-172	164	161	170
15	10	167-187	175	–	–
20	0	–	–	–	–

La température modifie à la fois les délais nécessaires à l'élimination de la diapause et le pourcentage d'Insectes susceptibles de reprendre leur activité. L'optimum se situe aux environs de 10°. Une température inférieure a surtout pour effet de prolonger la durée de la diapause qui devient évidemment infinie au voisinage du seuil thermique d'activité. L'élévation de la température provoque une réaction par tout ou rien : une fraction de plus en plus faible d'individus réussit à éclore dans des délais légèrement supérieurs à ceux obtenus à 10° tandis que le reste de la population meurt par épuisement des réserves après un délai qui, à 20°, peut excéder un an. Pour une température donnée, il y a, en général, peu d'écart dans les sorties mais les mâles présentent toujours une diapause

plus faible que les femelles et c'est ainsi qu'à 12°,5 et 15°, la fraction restant indéfiniment en diapause est surtout constituée par des femelles.

L'élevage à des températures alternées a permis de confirmer la succession de phases à caractéristiques thermiques très différentes. Quelles que soient les conditions, la sortie du cocon est toujours précédée d'une phase dite de « réactivation » correspondant au rétablissement progressif de l'activité normale (locomotion, rythme de croissance ovocytaire). Sa durée est une fonction exponentielle de la température et possède donc les caractéristiques physiques d'une croissance. Elle ne correspond toutefois à aucune croissance morphologique définie puisqu'il s'agit d'un Insecte adulte qui peut reprendre son activité à un stade de maturation sexuelle quelconque. Cette phase de croissance « physiologique » apparaît après un séjour à température constante de l'ordre de 180 à 200 jours à 0°, 115 à 130 jours à 5°, 100 à 110 jours à 10°.

Il semble donc que la vitesse d'élimination de la diapause durant la phase précédente soit deux fois plus rapide à 10° qu'à 0°. En fait, il ne s'agit là que du résultat global d'une série de réactions thermiques de nature très complexe. En effet, nous avons élevé initialement des Insectes à 10° puis, après des délais de 10, 30, 70, 100 et 130 jours, nous les avons soumis pendant 30 jours à d'autres températures. Nous les avons ensuite replacés à 10° et nous avons contrôlé les délais de sortie. Nous avons pu ainsi calculer le gain (+) ou la perte de temps (—) par rapport à un séjour continu à 10° :

Température (°C). Période d'exposition...	10e-40e jour.	40e-70e jour.	70e-100e jour.	100e-130e jour.
— 5	0	0	–	–
0	+ 3	+ 9	+20	+13
5	+14,25	+25	+33	+15
10	+30	+30	+30	+30
15	+10,5	+ 5	— 1,5	+96 — 4
20	+ 5,25	— 6	—23 à —67	—39 à —84

Ces résultats montrent qu'en fait l'action de la température varie considérablement avec le stade physiologique auquel l'Insecte est parvenu. Au début l'élimination de la diapause est assimilable à un phénomène de croissance avec un optimum se situant aux environs de 10°. Au fur et à mesure de l'évolution de la diapause, l'action de températures de plus en plus basses s'avère aussi efficace sinon plus que 10°; par contre, les températures plus élevées ont une action inhibitrice de plus en plus marquée et provoquent non seulement un arrêt de l'élimination de la diapause mais, à 20° notamment, un renforcement de celle-ci. A la fin de cette phase de diapause l'action des températures s'inverse. Les tempé-

ratures basses perdent de leur efficacité. Par contre, des températures de plus en plus élevées accélèrent l'élimination de la diapause. Cette action accélératrice est d'autant plus marquée que la température est plus élevée. Un tel choc thermique obtenu par passage de 10 à 20° vers le 100e jour de diapause permet l'obtention immédiate de la phase de réactivation et les Insectes sortent dans un délai de 6 jours. En fait, 10° ne constitue une température optimum que pour les premières étapes de l'élimination de diapause. Des températures plus basses ou plus élevées peuvent ensuite s'avérer temporairement plus efficaces mais, à d'autres périodes, elles auront une action inhibitrice telle que l'élimination de diapause ne pourra se poursuivre ou du moins exigera des délais supérieurs à 10°. Cette action frénatrice tend à s'amplifier durant la première partie du « développement de diapause » (3) dans le cas des hautes températures et, au contraire, dans le cas des basses températures, durant la deuxième partie.

Les modifications naturelles des conditions thermiques s'avèrent donc très favorables à l'élimination de la diapause. De plus, les écarts annuels de la température automnale ont très peu d'incidence sur la phase de diapause proprement dite. En effet, jusqu'à la fin du mois de septembre la température élevée ne permet pas une évolution sensible de cette phase. Dès la fin du mois d'octobre, la diapause entre dans la période où des températures comprises entre 0 et 10° ont sensiblement la même efficacité. Il s'ensuit que la phase de réactivation apparaît très régulièrement durant la première quinzaine du mois de décembre et les écarts annuels des sorties sont imputables aux écarts thermiques hivernaux.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) P. JOURDHEUIL, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2174.

(2) J. R. LE BERRE, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1870.

(3) M. G. ANDREWARTHA, *Biol. Rev.*, 27, 1952, p. 50-107.

BIOLOGIE. — *Les modalités de l'association tissulaire après hétéro-greffe entre* Hydra attenuata *et* Pelmatohydra oligactis. Note (*) de Mlle **XÉNIA KOLENKINE**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Lorsqu'on associe deux fragments d'espèces différentes, il se constitue au niveau de la ligne de greffe, une région « chimère » formée par l'association de l'ectoderme de l'espèce *H. attenuata* à l'endoderme de l'espèce *P. oligactis*. Cette région contribue à la différenciation de bourgeons « chimères » qui, en première approximation, se répartissent en deux groupes morphologiquement différents.

1. Deux fragments d'Hydres d'espèces différentes, *Pelmatohydra oligactis* et *Hydra attenuata*, peuvent être réunis de façon à reconstituer un individu complet. Celui-ci présente, dans son évolution, des modalités qui diffèrent

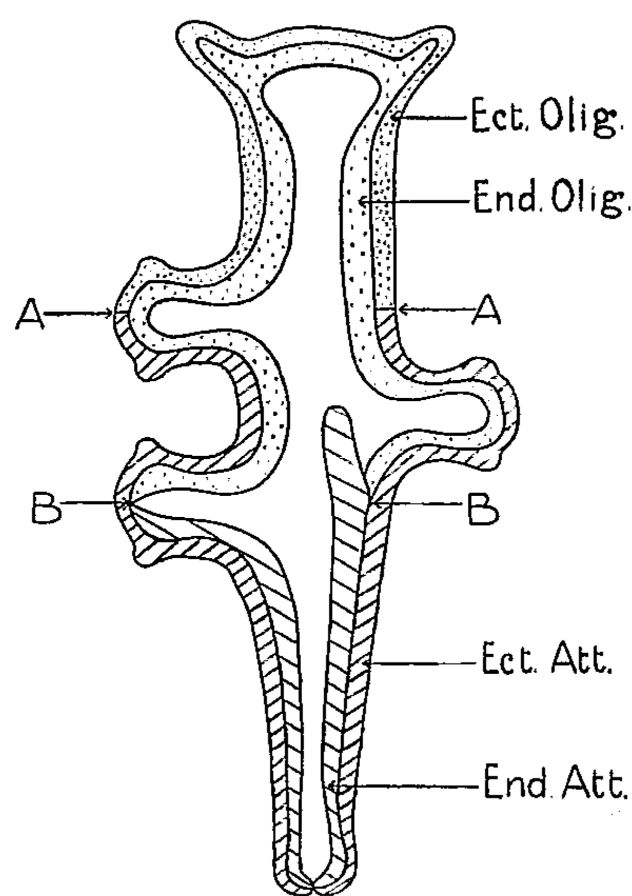
suivant la position d'une des espèces par rapport à l'autre. Ainsi que l'ont montré P. Brien et M. Reniers-Decoen (1955) ([1]), l'association ne se maintiendra pendant plusieurs mois que si la moitié supérieure du corps de *P. oligactis* est greffée sur la moitié inférieure de *H. attenuata*. Entre les deux tronçons d'espèces différentes ainsi associés s'établit alors une compétition qui, à la longue, entraîne la prédominance de l'espèce *oligactis* sur l'espèce *attenuata*. Les observations que j'ai effectuées permettent de concevoir les modalités et les étapes de cette compétition au niveau tissulaire.

Sur le vivant, on distingue de façon très nette la ligne d'affrontement des tissus des deux espèces. En effet, la limite des deux endodermes, *oligactis* et *attenuata*, peut être facilement tracée grâce à l'existence d'une pigmentation endodermique spécifique. Cette pigmentation est essentiellement due à la présence d'inclusions intracellulaires qui représentent des produits d'excrétion ([2]). Au niveau de l'ectoderme incolore, la ligne de contact des deux espèces est toujours marquée par une nette solution de continuité.

Peu après l'opération, les surfaces d'affrontement ectodermiques et endodermiques coïncident ainsi qu'il est normal. Mais cette situation ne se maintient pas : au cours des huit à dix jours qui suivent, on assiste à un déplacement des deux surfaces de contact l'une par rapport à l'autre. Dans tous les cas observés jusqu'à présent, ce déplacement s'est toujours effectué dans la même direction. La ligne d'affrontement endodermique (représentée sur le schéma ci-joint en B) se déplace vers le bas de l'individu et se trouve finalement au-dessous de la surface d'affrontement ectodermique (représentée sur le schéma en A). Ce glissement des deux feuillets l'un par rapport à l'autre a pour conséquence la formation d'une région mixte ou « chimère », constituée d'un ectoderme appartenant à l'espèce *attenuata* qui forme la moitié inférieure de l'Hydre, et d'un endoderme d'origine *oligactis* qui provient du tronçon supérieur.

L'examen des coupes a permis de confirmer ces observations, effectuées tout d'abord sur le vivant. La limite ectodermique entre les deux espèces peut être nettement tracée grâce à l'étude de la répartition des nématocystes holotriches, dont la structure représente un des caractères spécifiques les plus sûrs. En ce qui concerne l'endoderme, la limite est indiquée par un bourrelet cellulaire d'importance variable, d'origine *attenuata*, s'avançant vers l'intérieur de la cavité interne, occupant même parfois une certaine longueur de cette dernière. On trouve aussi de très nombreuses cellules endodermiques globuleuses, isolées et disséminées dans la cavité gastrique. Ces figures histologiques peuvent être interprétées comme le résultat de la dégénérescence d'un lambeau plus ou moins important d'endoderme *attenuata*, décollé de l'ectoderme et refoulé vers l'intérieur

de la cavité où il se dissocie. On peut émettre diverses hypothèses pour expliquer ce décollement de l'épithélium endodermique *attenuata*. On peut supposer, par exemple, qu'il se produit sous la poussée des cellules endodermiques *oligactis*. Ces dernières posséderaient alors un pouvoir de prolifération plus grand et viendraient ainsi envahir progressivement la face interne de l'ectoderme.



2. Les Hydres chimères dont l'ectoderme est uniquement d'origine *attenuata* et l'endoderme d'origine *oligactis*, une fois détachées de la souche, présentent une croissance réduite. En effet, elles deviennent assez rapidement incapables de se nourrir. Elles ne tuent que rarement les proies offertes, et lorsqu'elles arrivent à les immobiliser, ne les ingèrent pas. Jusqu'à présent il ne m'a pas été possible de préserver ces Hydres de la régression. Cette régression apparaît relativement lente et peut s'étaler sur plus d'un mois. Elle ne s'accompagne pas, cependant, d'un arrêt immédiat de l'activité des cellules épithéliales. En effet, on peut voir se former, malgré la taille réduite de l'Hydre, des tentacules surnuméraires parfois en nombre assez important (5 à 6). Ces tentacules sont très pauvres en nématocystes et pratiquement inermes. De telles Hydres présentent des caractères très proches des bourgeons obtenus par P. Brien [1] à la suite d'irradiations par les rayons X. Peut-on admettre que, dans ce cas aussi, la régression soit due à une atteinte des cellules interstitielles qui cesseraient de se multiplier ?

En résumé, contrairement aux observations d'Issayew [2], il n'a pas été possible d'obtenir une souche stable d'Hydres chimères. Deux évolutions sont possibles : la régulation ou la régression. Seules sont capables de

survivre les Hydres possédant des éléments ectodermiques *oligactis*, la régulation s'effectuant par la disparition de l'épithélium ectodermique *attenuata*. Il apparaît cependant intéressant de faire remarquer que l'ectoderme *attenuata* se maintient associé à l'endoderme *oligactis* pendant une période assez longue. Les cellules *attenuata* sont capables de se multiplier et de se différencier pendant plusieurs mois, bien que certains éléments nutritifs qui sont nécessaires au maintien de cette activité leur soient fournis par un endoderme étranger. Les éléments *attenuata* s'accommodent donc, temporairement, d'un endoderme d'espèce différente. Cependant, l'étude des chimères à ectoderme uniquement *attenuata* montre que cette association ectoderme *attenuata*-endoderme *oligactis* est incapable d'assurer le maintien de toutes les activités physiologiques de l'individu. Il faut sans doute imputer ces résultats à une atteinte des deux feuillets, incapables de survivre à l'aide des éléments fournis par un tissu étranger.

En se référant aux résultats exposés dans une Note antérieure, on peut considérer que lors de l'association interspécifique *P. oligactis*-*H. attenuata*, l'élimination des tissus *attenuata* s'effectue en deux étapes. Dans une première phase, on assiste à l'élimination relativement rapide de l'endoderme *attenuata*. Quant à l'ectoderme *attenuata*, il bénéficie au sein d'individus chimères d'une survie moins limitée et ne régresse que bien plus tardivement. Cependant, se trouvant visiblement dans un état de déficience du fait de l'absence du feuillet endodermique correspondant, il est toujours finalement supplanté par l'ectoderme *oligactis* lorsque celui-ci est présent.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) P. Brien et M. Reniers-Decoen, *Bull. Biol. Fr. Belg.*, 89, 1955, p. 258-325.

(2) I. Issayew, *J. Genetics*, 14, 1924, p. 273-354.

(*Laboratoire de Zoologie expérimentale, Faculté des Sciences de Lyon.*)

RADIOBIOLOGIE. — *Inactivation de la β-glucosidase des amandes par les rayons γ.* Note (*) de Mme **Cécile Sosa-Bourdouil**, MM. **Paul Bonet-Maury** et **Antoine Sosa**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

L'émulsine a été inactivée par exposition, à sec et en l'absence de O_2, aux rayons γ du ^{60}Co et la diminution d'activité hydrolytique a été mesurée sur divers β-glucosides. La radioinactivation s'effectue selon une exponentielle. Les dimensions fonctionnelles du groupement hydrolysant calculées suivant la théorie de l'impact sont voisine du poids moléculaire de la β-glucosidase obtenu par d'autres méthodes.

Dans un précédent travail nous avons étudié l'action du rayonnement du cobalt 60 sur l'activité phosphatasique de poudres d'organes végétaux

desséchés [1],[2]. Nous étudions ici l'action du rayonnement γ sur la β-glucosidase de l'émulsine des amandes, préparée suivant la méthode classique de Bourquelot et Bridel et la technique de Courtois [3]. A partir de l'émulsine, qui hydrolyse la liaison β-glucosidique, on n'a pas abouti jusqu'à ce jour à l'isolement d'une β-glucosidase à l'état pur. Helferich avait néanmoins obtenu des extraits plus actifs par purifications successives [4].

L'inactivation par les rayonnements ionisants de cellules, microbes, virus, etc., ou de particules ou molécules actives, pour mesurer leur taille ou leur structure fonctionnelle a été imaginée par Holweck et Lacassagne [5], précisée par Lea [6] et reprise récemment par Pollard et coll. [7].

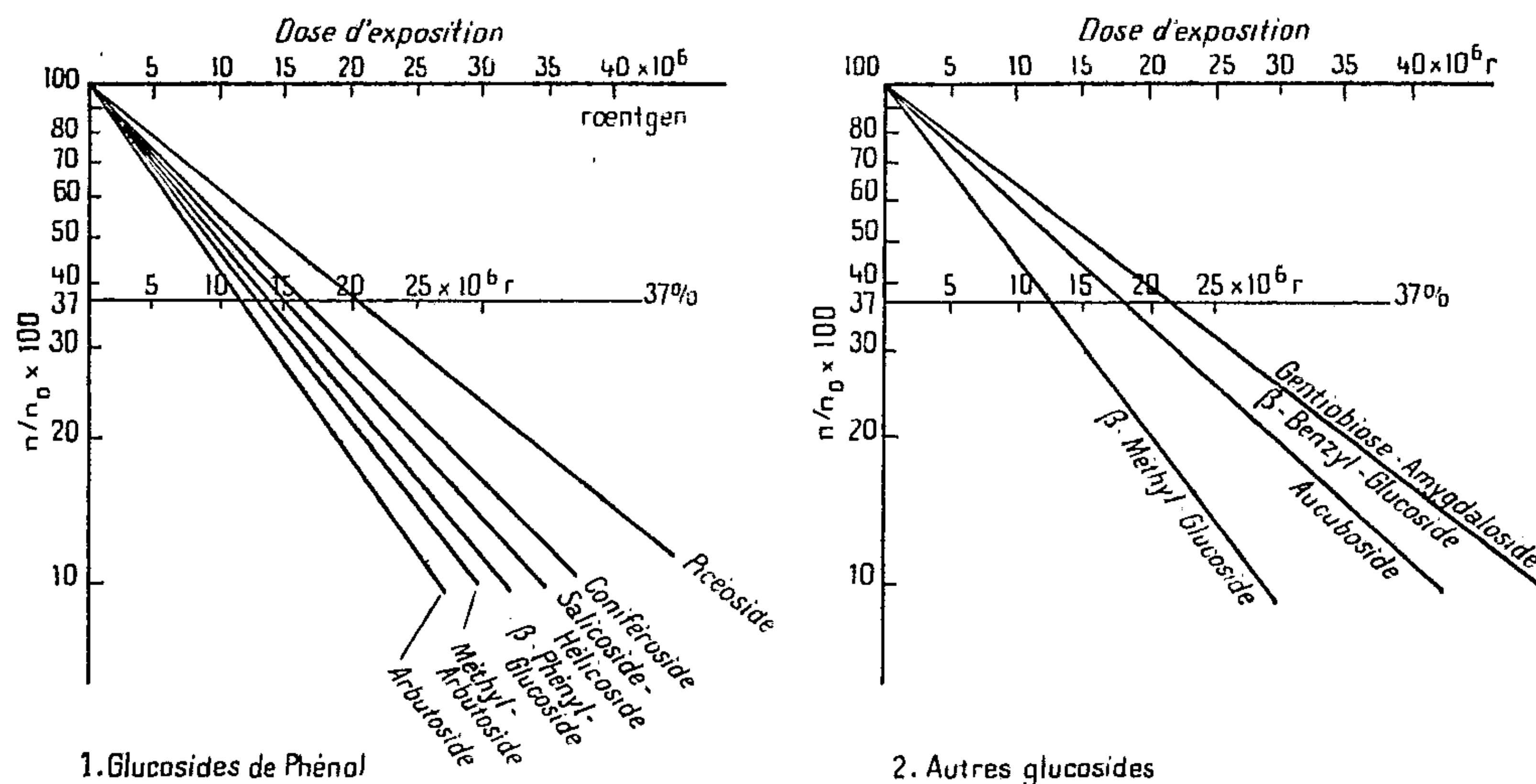
Cette méthode permet, même sur des préparations non purifiées, d'évaluer certaines dimensions fonctionnelles d'un enzyme ou celles des groupements moléculaires responsables de son activité.

Pratiquement, les tubes à essais contenant l'émulsine préalablement desséchée dans un dessiccateur à vide, sont privés d'air à l'aide d'une pompe à palettes (0,01 mm de mercure) et scellés à la lampe. Ils sont alors exposés au rayonnement γ d'une source de cobalt 60 de 100 C environ, donnant un débit d'exposition de 1 000 à 2 000 r/min, suivant la position du tube irradié, pendant des temps allant de 2 à 16 jours et à une température de 18-20°. [8]. La dose d'exposition est mesurée par dosimétrie physique et chimique. Nous avons indiqué précédemment les raisons pour lesquelles on opère sur des poudres desséchées et dans le vide afin de réduire l'effet chimique indirect au profit de l'inactivation directe par les paires d'ions. Comme, d'autre part, la sensibilité de la β-glucosidase à l'oxygène et à l'ozone a été signalée par Helferich [4], il paraissait important d'éliminer autant que possible l'effet oxygène.

L'hydrolyse est effectuée avec 5 ou 10 mg d'émulsine desséchée pour 4 ml de substrat M/10 ou M/20 à pH 5,4. Les tubes sont laissés à la température de 30° dans un thermostat pendant des temps variables selon les glucosides, la vitesse d'hydrolyse étant différente suivant les substrats. Les conditions expérimentales ont été choisies de façon à obtenir des réductions d'activités facilement mesurables pour chaque substrat. Nous avions préalablement étudié l'activité en fonction du temps, de la concentration en enzyme et en substrat à la température de 30°. Les dosages de sucre réducteur (S. R.) ont été effectués sur le filtrat, après défécation au sous-acétate de plomb, et suivant la méthode de G. Bertrand ou celle de Somogyi-Nelson [9].

Les courbes expérimentales (*fig.* 1) montrent que le logarithme de n/n_0 décroît proportionnellement à la dose d'exposition, c'est-à-dire que la loi d'inactivation est une fonction exponentielle ou encore une courbe de Poisson d'ordre 1.

Les droites représentant ces courbes en coordonnées semi-logarithmiques ont des pentes qui varient peu avec les différents glucosides et s'inscrivent dans un faisceau assez étroit.



1. Glucosides de Phénol — 2. Autres glucosides

Si l'on calcule, suivant la méthode précédemment décrite, le poids moléculaire de l'enzyme, ou plutôt les dimensions fonctionnelles correspondant à la molécule ou à la particule qui porte l'activité hydrolytique, on trouve les chiffres suivants :

Arbutoside	68 000	Coniféroside	53 000
β-Méthylglucoside	63 000	Aucuboside	43 000
Méthylarbutoside	63 000	Picéoside	38 000
β-Phénylglucoside	57 000	β-Benzylglucoside	35 000
Salicoside	53 000	Amygdaloside	35 000
Hélicoside	53 000	Gentiobiose	35 000

Elles correspondent dans l'ensemble au poids moléculaire de la β-glucosidase indiqué dans la littérature, et obtenu par la méthode de diffusion en milieu liquide.

On peut raisonnablement conclure qu'on a affaire sinon au même corps, du moins à un même groupement portant la fonction β-glucosidasique.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) C. Sosa-Bourdouil et P. Bonet-Maury, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 113.

(2) P. Bonet-Maury et C. Sosa-Bourdouil, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 227.

(3) J.-E. Courtois, *Thèse Doct. Sc.*, Paris, 1938, p. 131-133.

(4) B. Helferich, *Erg. Enzymforschung*, 9, 1943, p. 70.

(5) F. Holweck, *Comptes rendus*, 207, 1938, p. 380; A. Lacassagne, *J. Radiol. et Electr.*, 26, 1944, p. 45-349.

(6) H. Lea, *Action of Radiations on living cells*, 1946, Cambridge University Press.

([7]) E. C. POLLARD et coll., *Progress in biophysics*, 5, 1955, p. 72, Pergamon Press, Londres.

([8]) Les irradiations ont été effectuées par Mlle Deysine, M. Patti et Mme Provot à l'Institut du Radium (Laboratoire Curie).

([9]) Les dosages ont été réalisés avec l'aide de Mme J. Périchon du Centre National de la Recherche Scientifique.

BIOCHIMIE. — *Sur les produits de la desmolyse de l'acide ascorbique* in vitro. Note (*) de MM. **Claude Nofre**, **André Cier** et **Barthélémy Drevon**, présentée par M. René Fabre.

L'étude cinétique du dégagement d'anhydride carbonique qui accompagne la décomposition de l'acide ascorbique en milieu phosphate de pH 7,2 à + 37° C et celle de certains intermédiaires de cette réaction permettent de ranger l'acide ascorbique parmi les précurseurs biochimiques de l'acide formique.

Par l'ensemble des réactions biochimiques auxquelles il donne lieu, l'acide ascorbique apparaît actuellement davantage comme un « substrat » que comme un transporteur d'hydrogène susceptible d'entrer dans certains systèmes, en équilibre réversible ([1]).

La possibilité d'un mécanisme non spécifique d'hydroxylation aromatique ([2]) et la formation au cours de la dégradation de substances de type réductone ([3]) donnent toute son importance au dénombrement des produits d'oxydation de l'acide ascorbique.

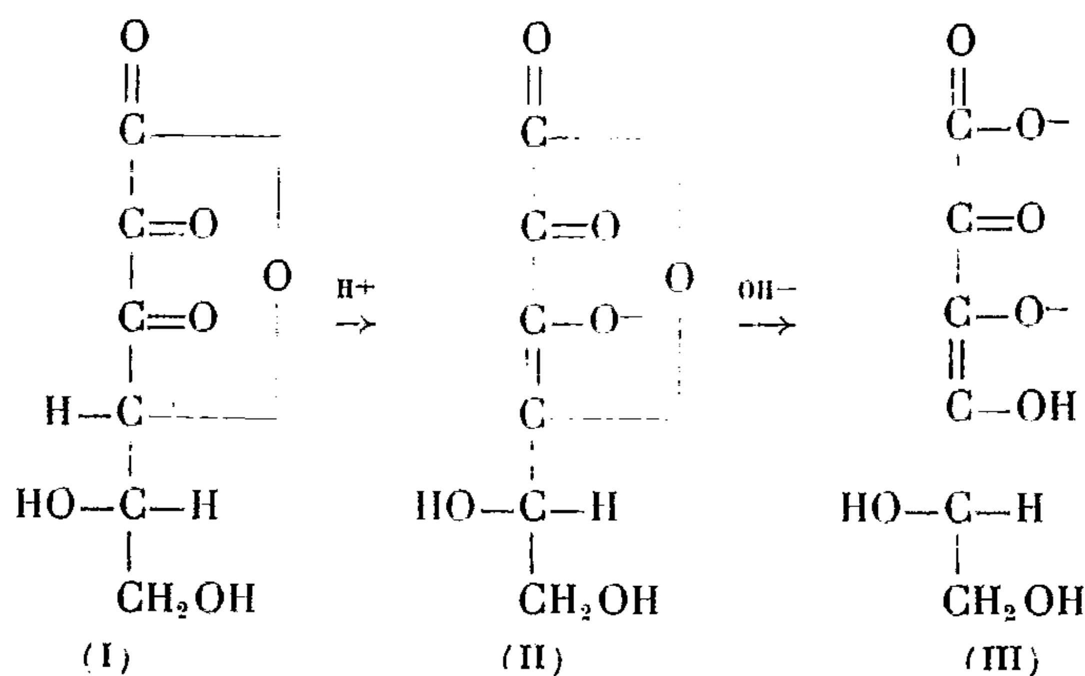
Nous avons suivi l'évolution de solutions aqueuses d'acide ascorbique et déhydroascorbique de concentration 5.10^{-3} M, en présence d'oxygène, en tampon phosphates pH 7,2, à la température de 37° C. L'eau distillée de résistance spécifique $12,4.10^3\,\Omega.\text{cm}^{-1}$ assure dans ce cas un apport suffisant en ions oxydocatalytiques du type Z^{n+1}.

La cinétique du dégagement d'anhydride carbonique qui accompagne l'apparition de groupements réducteurs diénoliques au cours de la dégradation a permis de préciser qu'une première fonction de structure réductonique apparaît sur la chaîne hexacarbonée de l'acide déhydroascorbique (I) sans desmolyse du squelette initial, après cétoénolisation préalable (II) et ouverture de la fonction lactone (III), conformément à l'hypothèse de Ghosh et Rakshit ([4]).

L'acide dicétogulonique, étape transitoire possible de la dégradation, n'a pas été décelé.

La substance (III) a été extraite par l'oxyde d'éthyle privé de peroxydes. C'est un liquide jaune, instable, qui réduit le réactif de Tillmans et présente la bande d'absorption du groupement diénol ($\lambda_m = 261$ mμ). Sa structure est celle d'un acide L-3-diénol, 2-cétogulonique (acide tétrahydroxy-3.4.5.6, hexène-3, one-2 oïque-1). Son isolement a été fait à l'état de mono-2.4 dinitro-

phénylhydrazone, cristallisant dans le mélange éthanol-acétone en longues aiguilles orangées (F 126°C, $\lambda_m = 272$ et 359 mμ dans le méthanol). En présence d'une quantité équimoléculaire de 2.4-dinitrophénylhydrazine, cette hydrazone donne, à chaud, la bis-2.4-dinitrophényhydrazone de l'acide dicétogulonique (F 280°C, $\lambda_m = 348$ mμ).



Les ions phosphates, comme on l'a signalé pour l'acide déhydroascorbique ([5]), provoquent l'hydrolyse de l'acide 3-diénol 2-cétogulonique avec formation d'oxalate. L'acide oxalique apparaît aussi en l'absence d'oxygène et l'on peut en conclure que le mécanisme de la rupture de la chaîne carbonée est de nature hydrolytique et non oxydative. L'hydrolyse ne se produit pas en tampon borates de même pH, ce qui semble indiquer une participation des ions phosphatés.

Au phénomène d'hydrolyse, non quantitatif, se superpose une action oxydative. Par perte de deux électrons, l'acide diénolcétogulonique conduit à un intermédiaire instable, l'acide 1.2.3-tricétagulonique, qui subit spontanément une décarboxylation et un dédoublement avec production d'acide formique que nous avons pu caractériser.

En résumé, l'acide ascorbique à pH 7,2 en tampon phosphates s'oxyde en acide déhydroascorbique. Cet acide, par cétoénolisation et délactonisation conduit à l'acide L-3-diénol-2 cétogulonique dont l'activité *in vivo* paraît probable.

Sa desmolyse peut s'effectuer, soit par mécanisme hydrolytique avec formation d'oxalate, soit par mécanisme oxydatif, avec formation d'anhydride carbonique et d'acide formique et cette dernière réaction permet de ranger l'acide ascorbique parmi les précurseurs biochimiques de formiates.

(*) Séance du 3 mars 1958.

([1]) P. Douzou et A. M. Le Clerc, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3095.

([2]) S. Udenfriend, C. T. Clark, J. Axelrod et P. Brodie, *J. Biol. Chem.*, 208, 1954, p. 731.

(3) B. Drevon, C. Nofre et A. Cier, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 607.
(4) J. C. Ghosh et P. C. Rakshit, *Biochem. Z.*, 299, 1938, p. 394.
(5) B. Rosenfeld, *J. Biol. Chem.*, 150, 1943, p. 281.

(*Laboratoire de Chimie de la Section Technique de Recherches et d'Etudes des Services de Santé des Armées, Laboratoire de Pharmacochimie, Faculté mixte de Médecine et Pharmacie*, 8, *avenue Rockefeller, Lyon*, 7e.)

BIOCHIMIE THÉORIQUE. — *Structure électronique des intermédiaires fondamentaux dans la synthèse* de novo *et la dégradation métabolique des acides nucléiques*. Note de (*) Mme **Alberte Pullman** et M. **Bernard Pullman**, présentée par M. Louis de Broglie (1).

Un ensemble des travaux très récents parmi lesquels il faut citer en premier lieu ceux de Buchanan, Greenberg et leurs collaborateurs (2), (3), (4)

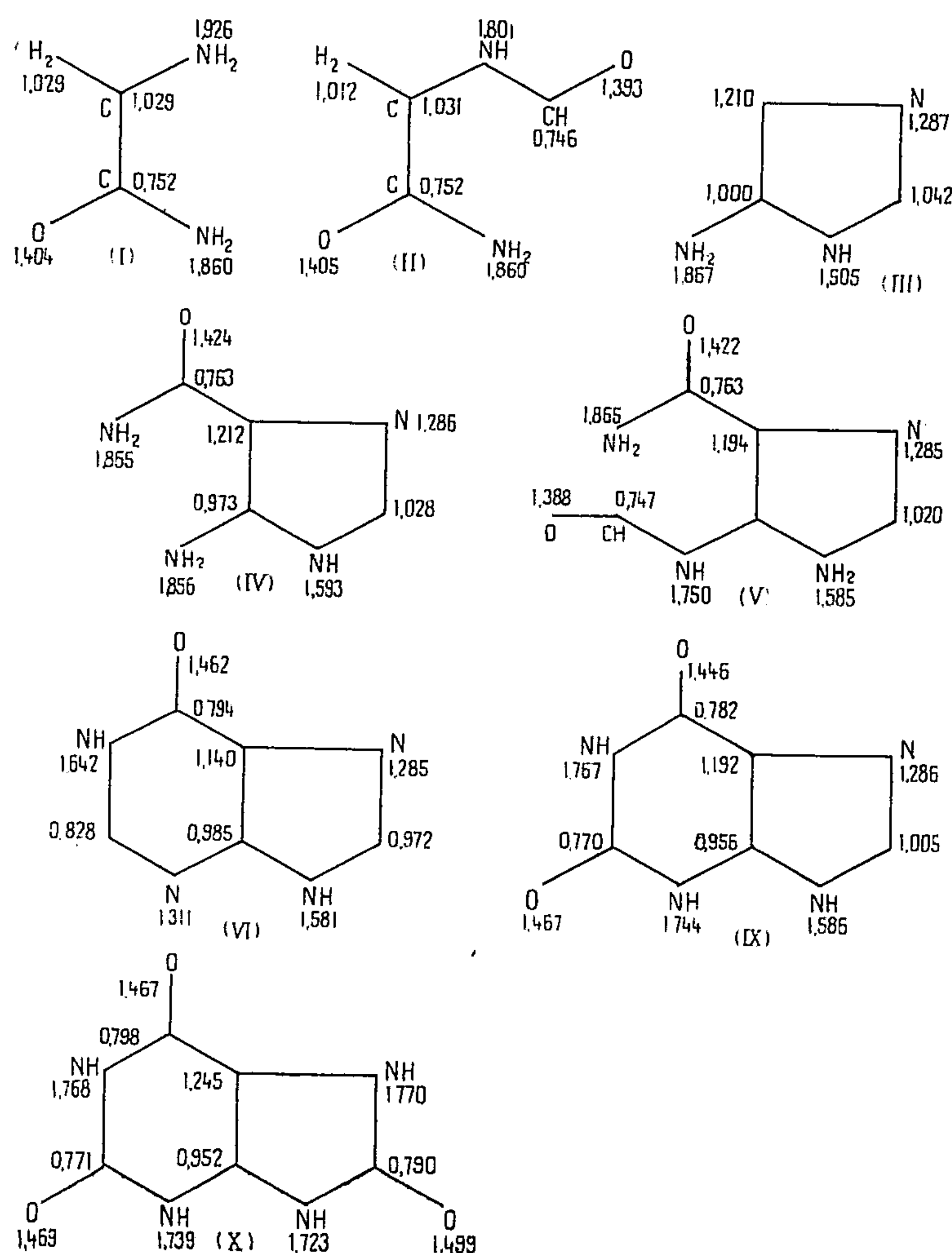


Fig. 1. — Charges électriques.

ont permis de reconstituer les étapes intermédiaires de la synthèse *de novo* et de la dégradation métabolique des acides nucléiques. Les intermédiaires essentiels de la synthèse *de novo* sont constitués par les ribotides de la glycinamide (I), de la formylglycinamide (II), du 5-amino-imidazole (III), de la 5-amino-4-imidazole carboxamide (IV), de la 5-formamido-4-imidazole carboxamide (V), de l'hypoxanthine (VI) et de l'adénine (VII) ou de la guanine (VIII). Les éléments essentiels sur le chemin de la dégradation [qui repasse par (VII) ou (VIII) et (VI)] sont constitués par la xanthine (IX) et l'acide urique (X), la dégradation se poursuivant ensuite par l'ouverture du cycle purique.

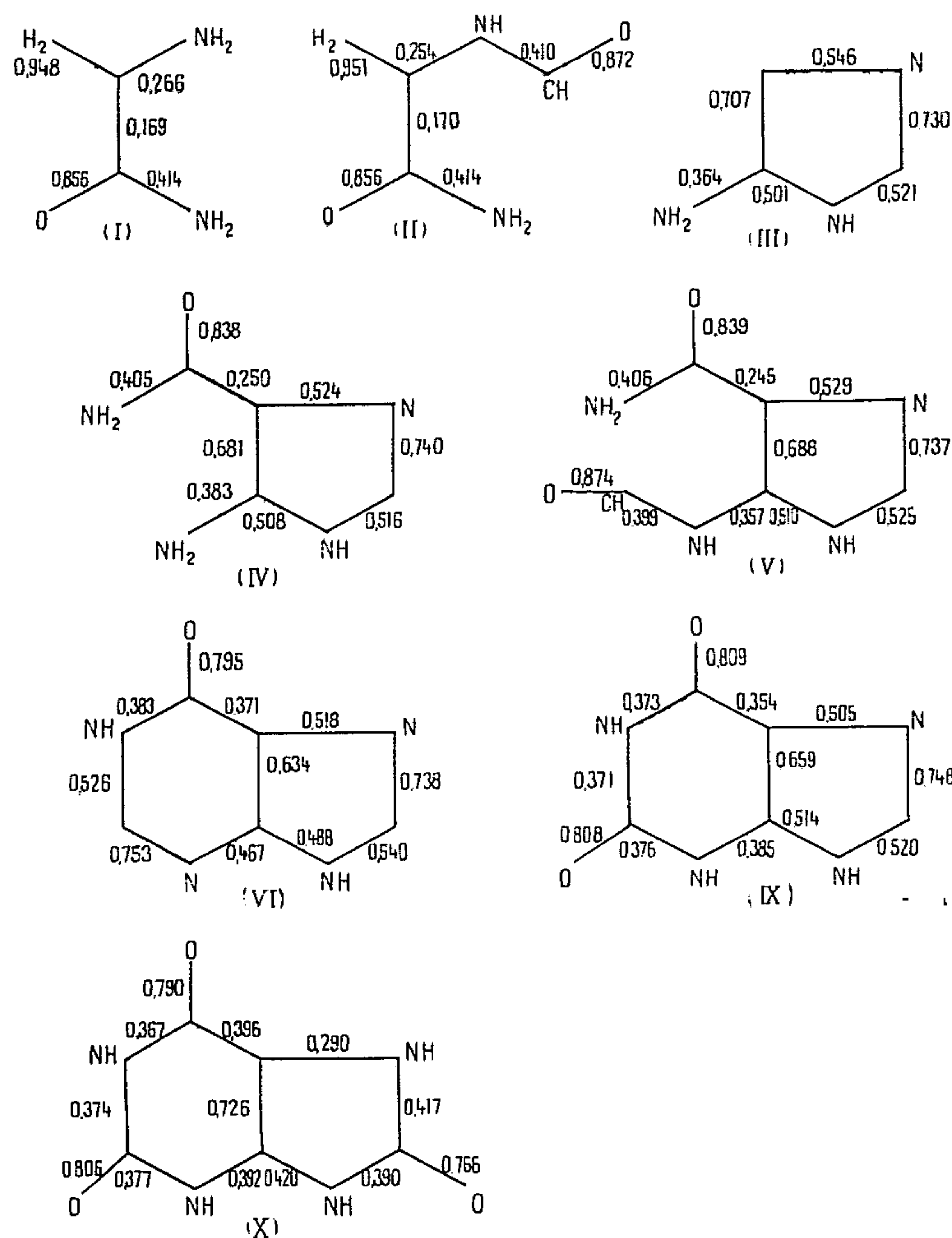


Fig. 2. — Indices de liaison mobile.

La connaissance de la structure électronique de ces éléments intermédiaires fondamentaux est intéressante, car elle permet de suivre d'une manière continue l'évolution des niveaux énergétiques et la modification

du nuage électronique associés avec la formation et la décomposition des acides nucléiques. Mais, en plus de cet intérêt *per se*, cette connaissance paraît être particulièrement utile pour l'élucidation éventuelle du mécanisme d'action des différents types de composés actif en chimiothérapie anticancéreuse, surtout des différents types d'antimétabolites. En effet, les antimétabolites agissent en bloquant les différentes étapes de la synthèse *de novo* ([5]) : les antimétabolites de l'acide folique bloquent la formation du squelette purique au niveau de la transformation I → II et IV → V; l'azasérine, antagoniste de la glutamine, agit de même mais au niveau de la transformation II → III; les antimétabolites puriques et pyrimidiques affectent le mécanisme normal de l'interconversion des bases puriques en bloquant les transformations VI → VII et VI → VIII, etc. Il est donc évident que la connaissance de la structure électronique des intermédiaires normaux de la synthèse *de novo* des acides nucléiques complète utilement celle des antimétabolites et doit contribuer à l'élucidation éventuelle du mécanisme de l'action thérapeutique de ces derniers.

Cette Note présente les principaux résultats du calcul, effectué par la méthode des orbitales moléculaires, pour les bases libres des composés précités, à l'exception de l'adénine et de la guanine pour lesquels ils ont déjà été reproduits ([6]).

Énergies des orbitales moléculaires occupées.

I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.
0,763	0,815	0,312	0,332	0,371	0,402	0,486	0,307	0,397	0,172
1,032	1,033	1,114	1,031	1,031	1,059	0,913	1,016	1,051	1,021
2,179	2,114	1,421	1,117	1,118	1,190	1,101	1,067	1,121	1,063
2,997	2,854	2,372	1,421	1,398	1,774	1,610	1,209	1,400	1,412
–	3,037	–	2,341	2,302	2,315	1,945	2,302	2,303	1,950
–	–	–	2,952	2,885	3,081	2,552	2,328	2,852	2,841
–	–	–	–	2,965	–	–	3,088	3,214	3,047
–	–	–	–	–	–	–	–	–	3,245

Les détails des calculs et la discussion des résultats seront donnés au *Bulletin de la Société Chimique de France*.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) Ce travail a bénéficié d'une subvention du Public Health Service des États-Unis.

(2) J. M. BUCHANAN, J. G. FLAKS, S. C. HARTMAN, B. LEVENBERG, L. N. LUKENS et L. WARREN dans *The Chemistry and biology of purines*, Ciba Foundation Symposium, London, 1957, p. 233 et les références qui y sont indiquées.

(3) G. R. GREENBERG et L. JAENICKE, *ibid.*, p. 204 et les références qui y sont indiquées.

(4) Pour des articles généraux sur ce sujet on peut voir M. P. SCHULMAN dans D. M. GREENBERG, *Chemical Pathways of Metabolism*, Academic Press, New-York, 1, 1954, p. 223 et P. REICHARD dans E. CHARGAFF et J. N. DAVIDSON, *The nucleic acids*, Academic Press, New-York, 2, 1955, p. 277.

([5]) *Voir* par exemple dans *The Leukemias*, Henry Ford Hospital International Symposium, Academic Press, New-York, 1957, J. H. Burchenal, p. 625; J. M. Buchanan, B. Levenberg, I. Melnick et S. C. Hartman, p. 523 et J. H. Burchenal, *Current Res. in Cancer Chemotherapy*, Rapport n° 4, 1956, p. 3.

([6]) A. Pullman, B. Pullman et G. Berthier, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 380; A. Pullman et B. Pullman, *Bull. Soc. Chim.* (sous presse).

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Existence, isolement et propriétés physicochimiques d'un cytochrome* C *de* Thiobacillus denitrificans. Note (*)

de MM. **Jean-Paul Aubert, Gérard Milhaud, Christian Moncel** et Mlle **Jacqueline Millet**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Nous avons montré l'existence chez *Thiobacillus denitrificans* d'un cytochrome de type C. Ce cytochrome a été isolé par extraction aqueuse à chaud des bactéries séchées, puis purifié par adsorbtion sur amberlite IRC 50 et élution à l'ammoniaque. Les propriétés physicochimiques de ce cytochrome ont été étudiées.

La bactérie chimioautotrophe *Thiobacillus denitrificans* tire l'énergie nécessaire à l'assimilation du CO_2 de l'oxydation du thiosulfate en sulfate, l'accepteur d'électrons étant le nitrate ou l'oxygène de l'air. Nous avons montré précédemment qu'à l'oxydation du thiosulfate était couplée une phosphorylation se traduisant par la synthèse de l'adénosine-5'-triphosphate ([1]). Des recherches ultérieures sur le mécanisme de cette oxydation ont montré le rôle d'un cytochrome de type C.

1. Mise en évidence du cytochrome dans les bactéries entières. — Le spectre d'absorption différentielle des bactéries à l'état réduit par rapport aux bactéries à l'état oxydé est représenté sur la figure 1. Les conditions expérimentales

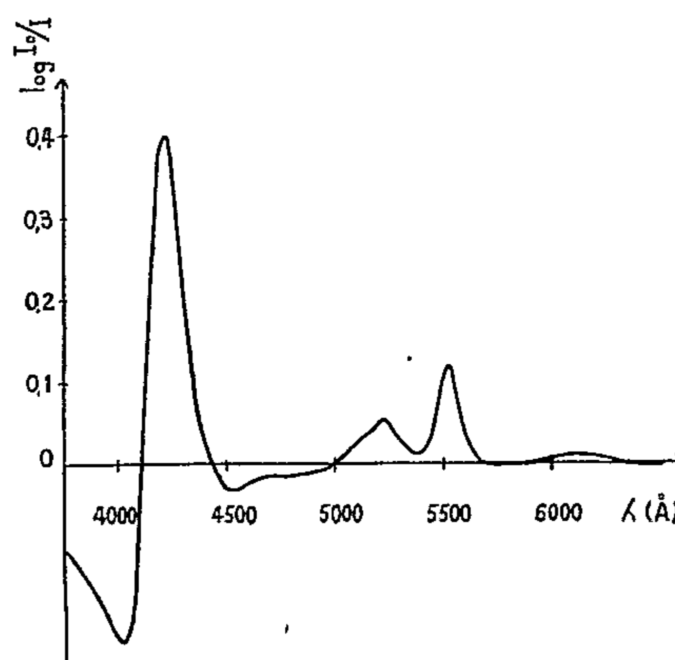


Fig. 1.

sont les suivantes : chaque cuve contient, pour un volume total de 3 ml, une suspension de bactéries lavées (poids sec, 6,6 mg) et du tampon phosphate de

potassium 5.10^{-3} M, pH 7,0. La cuve de référence contient du nitrate de potassium $6,6.10^{-3}$ M, la cuve expérimentale du thiosulfate de sodium $2,7.10^{-3}$ M. On attend quelques minutes afin que les transporteurs d'électrons soient dans un cas complètement oxydés, dans l'autre complèment réduits. On enregistre le spectre différentiel des bactéries au spectrophotomètre Cary.

Ce spectre présente un maximum peu significatif sur une bande étalée vers 6 125 Å et trois maximums à 5 522 5 221 et 4 218 Å caractéristiques d'un cytochrome du type C.

2. Isolement du cytochrome. — La méthode de purification du cytochrome est inspirée de celle décrite par Postgate ([2]) pour le cytochrome C_3 de *Desulfovibrio desulfuricans*.

Les bactéries sont cultivées de la manière précédemment décrite ([3]). Elles sont centrifugées, puis séchées à l'acétone froide, le rendement à partir de 150 l de milieu est, après 48 h de croissance, de 25 g de bactéries sèches.

On met en suspension 16 g de poudre bactérienne dans 800 ml de tampon phosphate de potassium 0,033 M, pH 6,9. La suspension est portée à l'ébullition pendant 3 mn, refroidie, centrifugée; le liquide surnageant est dialysé pendant 48 h contre de l'eau distillée.

Le cytochrome est ensuite purifié par adsorption sur de l'amberlite IRC 50. Cette résine (200-400 « meshs ») est activée avec de l'ammoniaque 2 N, puis lavée dans une colonne (H = 6,8 cm, Ø = 2,1 cm) avec de l'eau distillée jusqu'à ce que l'éluat soit environ $6,6 \times 10^{-3}$ N. On fait passer à travers la colonne l'extrait dialysé à la vitesse de 120 ml/h. On lave ensuite à l'eau distillée, le cytochrome reste adsorbé en une zone très franche en haut de la colonne, on l'élue à l'ammoniaque 0,25 N. L'éluat est lyophilisé, on obtient ainsi 22 mg de résidu sec.

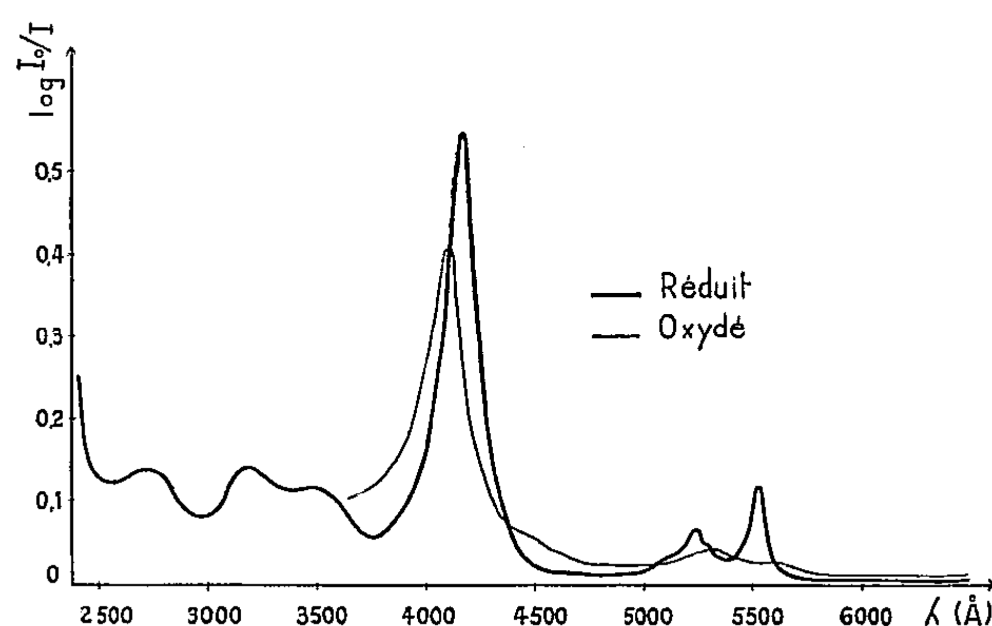


Fig. 2.

3. Propriétés physiques et chimiques du cytochrome — *Dosage du fer*. — Le fer est dosé par la méthode à l'α.α'-dipyridile ([4]), sa teneur dans le cytochrome est de 0,39 %.

Spectre. — La figure 2 rapporte les spectres du cytochrome oxydé et réduit à la concentration de 66 μg/ml dans du tampon phosphate 0,02 M, pH 7,0.

Les différents maximums pour le cytochrome réduit se trouvent aux longueurs d'ondes suivantes : α, 5522 Å ; β, 5223 Å ; γ, 4157 Å ; δ, 3168 Å ; le pic γ oxydé se trouve à 4102 Å.

Les rapports d'absorption des différents maximums sont :

$$\frac{\gamma(\text{réduit})}{\alpha(\text{réduit})}=4{,}6,\quad \frac{\gamma(\text{réduit})}{\beta(\text{réduit})}=8{,}8,\quad \frac{\text{maximum à 2 700 Å}}{\alpha(\text{réduit})}=1{,}18,\quad \frac{\gamma(\text{réduit})}{\gamma(\text{oxydé})}=1{,}37.$$

Les ε d'absorption du composé réduit exprimés en (at. de Fe/l)$^{-1}$, cm^{-1}, sont $2{,}58.10^4$ pour α, $1{,}34.10^4$ pour β et $11{,}9.10^4$ pour γ.

Électrophorèse sur papier. — En tampon tris (hydroxyméthyl) aminométhane pH 8,25 le cytochrome migre vers la cathode en laissant une très légère traînée jaunâtre au départ. A pH 10,2 il migre plus lentement vers la cathode, dans ce cas l'impureté jaunâtre migre vers l'anode.

Potentiel d'oxydo-réduction. — Le potentiel est mesuré par rapport à celui du système ferrocyanure/ferricyanure ([6]). A pH 6,8 le E'_0 du cytochrome bactérien est de + 0,270 V; dans les mêmes conditions expérimentales le E'_0 trouvé pour le cytochrome C de cœur de bœuf est de + 0,284 V.

Appréciation de la pureté. — Si l'on compare les valeurs des ε d'absorption à ceux du cytochrome C de bœuf ([5]), α, $2{,}71.10^4$; β, $1{,}54.10^4$; γ, 13.10^4, en supposant que les poids moléculaires soient semblables, la pureté du cytochrome bactérien est d'environ 90 %.

En se fondant sur le contenu en fer, la pureté est de $(0{,}39/0{,}45)100=87$ %.

Propriétés chimiques. — Le cytochrome en solution est stable à 100° pendant 5 mn à pH 7,0, il ne présente aucune variation de spectre en présence de CO. Il est réduit par le dithionite, oxydé par le ferricyanure. Aux pH voisins de la neutralité il n'est pas autoxydable, mais le devient aux pH acides et alcalins.

3. Contenu en cytochrome des bactéries. — Le spectre différentiel rapporté sur la figure 1 permet d'apprécier la concentration en cytochrome des bactéries, en comparant les valeurs des maxima d'absorption à celles du spectre différentiel du cytochrome purifié. Les bactéries contiennent environ 3,5 % de cytochrome.

Conclusion. — Par ses propriétés, le cytochrome isolé de *Thiobacillus denitrificans* s'apparente au groupe du cytochrome C. Il prend place parmi les différents cytochromes C bactériens isolés, cytochrome C_3 de *Desulfovibrio desulfuricans* ([2]), cytochrome C_4 et C_5 d'*Azotobacter vinelandii* ([7]), cytochrome C de *Rhodospirillum rubrum* ([8]) et semble différer davantage du cytochrome S isolé de *Thiobacillus thioparus* ([9]).

(*) Séance du 3 mars 1958.

([1]) G. Milhaud J. P. Aubert et J. Millet, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1289.
([2]) J. R. Postgate, *J. Gen. Microbiol.*, 14, 1956, p. 545.

(3) J. P. AUBERT, G. MILHAUD et J. MILLET, *Ann. Inst. Pasteur*, 92, 1957, p. 516.
(4) D. KEILIN et E. F. HARTREE, *Biochem. J.*, 39, 1945, p. 289.
(5) D. KEILIN et E. C. SLATER, *Brit. Med. Bull.*, 9, 1953, p. 89.
(6) H. E. DAVENPORT et R. HILL, *Proc. Roy. Soc.*, B, 139, 1952, p. 327.
(7) A. TISSIÈRES et R. H. BURRIS, *Biochem. J.*, 64, 1956, p. 582.
(8) L. VERNON et M. D. KAMEN, *J. Biol. Chem.*, 211, 1954, p. 643.
(9) R. KLIMER, B. SKARZYASKI et T. W. SZCZEPKOWSKI, *Acta biochem. Polonica*, 3, 1956, p. 261.

(*Institut Pasteur, Paris, Service des Fermentations, Laboratoire des Isotopes.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Renouvellement des acides gras des esters du cholestérol et glycérides hépatiques et plasmatiques chez le Rat normal.* Note (*) de Mlle **ANNICK LOUÉDEC**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

On étudie chez le Rat normal, après injection intrapéritonéale d'acétate 1-C^{14}, la synthèse des acides gras et leur incorporation dans les glycérides et esters du cholestérol du foie et du plasma.

Les esters du cholestérol plasmatiques ont souvent été considérés comme une forme de transport des Acides Gras (A. G.). La nature de ceux-ci diffère largement de celle des A. G. des autres lipides du plasma; le cholestérol est estérifié pour une large part par les A. G. essentiels non synthétisables par l'organisme. Ce fait entraîne un certain nombre de problèmes d'intérêt physiologique. Dans le but de les aborder, nous avions mis au point une technique chromatographique permettant d'obtenir quantitativement à l'état pur ces esters du cholestérol (1) et nous l'avons ensuite adaptée aux divers tissus.

Nous rapportons ici les résultats concernant le renouvellement dans le foie et le plasma du Rat normal, des A. G. des glycérides (G.) des esters du cholestérol (E. C.) et de l'ensemble des lipides non phospholipidiques (N. P. L.). Le renouvellement des A. G. des phospholipides de ces mêmes animaux a fait l'objet d'une publication de M. Pascaud (2). Nous ne ferons pas état des résultats concernant le tissu adipeux, les activités absolues faibles des A. G. en rendant l'interprétation délicate.

Mode opératoire. — On utilise des rats mâles Wistar âgés de 7 à 10 mois. Après 12 h de jeûne, on pratique une injection intrapéritonéale d'acétate -1-C^{14}, à la dose de 25 μC pour 100 g de rat. Le rat est décapité après des durées variant de 15 mn à 6 h et le sang recueilli. Le foie est perfusé avant prélèvement pour éviter la contamination par les lipides plasmatiques. L'extrait lipidique de ces deux tissus est débarrassé des phosphatides remis en solution dans le benzène. On prélève une partie aliquote pour l'étude des acides gras N. P. L., et le reste de la solution est passé sur colonne d'alumine (1). Les esters du cholestérol seuls restent en solution,

on les recueille totalement par lavage au benzène de la colonne. Les glycérides sont fortement adsorbés et partiellement hydrolysés. Un épuisement de la colonne au chloroforme permet d'obtenir la solubilisation du cholestérol libre et de 60 % au maximum des glycérides présents au départ. Les A. G. non estérifiés restent adsorbés. La fraction des glycérides éluée est représentative des glycérides totaux du tissu comme le montrent le tableau et les courbes d'activité des A. G. des fractions G. et N. P. L.

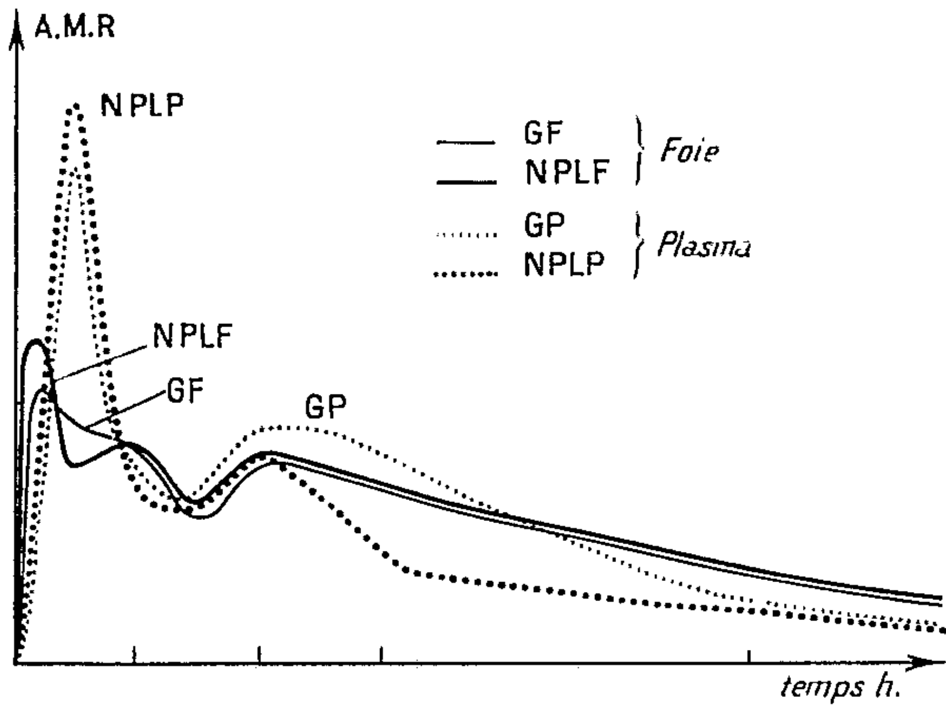


Fig. 1. — Activité des A.G. des Glycérides (G) et des non-Phospholipides (N.P.L.).

Les trois solutions sont évaporées et l'on saponifie selon Lemeland. Les A. G. sont alors extraits, pesés, titrés et leur activité mesurée en couche mince sur disque rhodié. On l'exprime en activité molaire relative (A. M. R.), c'est-à-dire activité par molécule d'A. G. du lipide considéré/activité injectée par 100 g de rat.

Activité molaire relative des acides gras.

	Foie.			Plasma.		
Temps (h).	N. P. L.	Glycérides.	Esters du cholestérol.	N. P. L.	Glycérides.	Esters du cholestérol.
1/4	2,59	2,20	0,58	2,28	1,15	0,11
1/2	1,61	1,85	0,96	4,5	4,05	0,66
1	1,74	1,80	1,22	1,35	1,51	0,79
1 1/2	1,27	1,16	1,51	1,25	1,39	0,68
2	1,64	1,55	1,67	1,73	1,86	0,66
3	1,34	1,41	1,09	0,85	1,75	0,45
6	0,73	0,71	0,49	0,49	0,54	0,40

Résultats et discussion. — Les résultats relatifs à l'A. M. R. des A. G. des lipides du plasma et du foie sont groupés dans le tableau et les figures 1 et 2.

On constate :

1° Que pour les glycérides et fraction N. P. L., les courbes présentent toujours deux maxima aigus d'activité (pics), alors que pour les esters

du cholestérol, on a un seul maximum. La signification de cette différence sera commentée ailleurs, elle tient au fait que le cholestérol possède une seule fonction alcool. Les pics d'activité au cours de la première demi-heure traduisent une synthèse rapide d'A. G. à partir d'acétate suivie d'une incorporation rapide dans le lipide considéré. Un maximum « étalé » représente au contraire une incorporation lente.

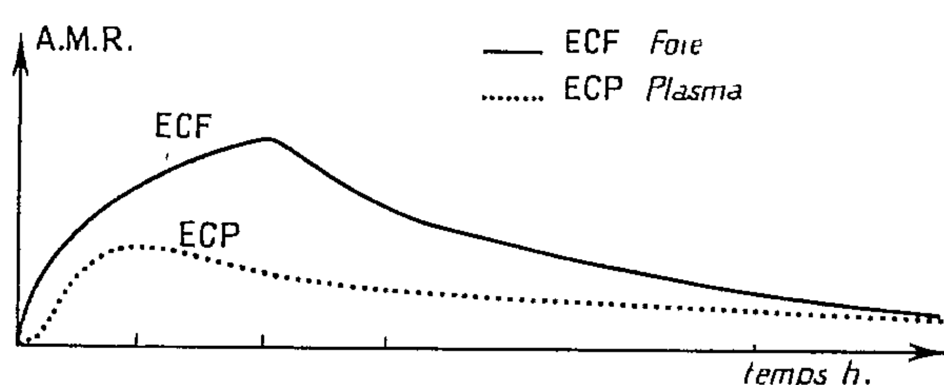


Fig. 2. — Activité des A.G. des Esters du cholestérol (E.C.).

2° *Examen des lipides hépatiques.* — Les courbes concernant les N. P. L. et glycérides sont comparables, sauf durant la première demi-heure où le marquage des N. P. L. est plus élevé. Des expériences en cours avec M. Pascaud montrent que cette différence tient à la présence dans les N.P.L. d'A. G. libres nouvellement synthétisés, intensément marqués. La superposition des deux courbes après 1 h suggère que ces A. G. libres ont un renouvellement extrêmement rapide; en effet, l'activité de l'acétate étant devenue négligeable, les A. G. libres synthétisés ne sont plus actifs.

Le deuxième pic des glycérides et N. P. L. coïncide avec l'unique maximum des esters du cholestérol (2 h). La nature des A. G. de ces divers lipides étant comparable dans le foie, l'allure des courbes d'évolution révèle une incorporation différentielle due à la nature des fonctions alcool en jeu (cholestérol, glycérol). A partir de la deuxième heure les phases décroissantes des trois courbes sont comparables. Nos calculs montrent que les vitesses d'incorporation des A. G. sont du même ordre : 23 % des A. G. sont incorporés par heure dans les glycérides et 20 % dans les esters du cholestérol.

3° *Examen des lipides plasmatiques.* — Ici encore, la comparaison des courbes des N. P. L. et des glycérides montre que, comme dans le foie, les A. G. libres plasmatiques ont une activité supérieure à celle des A. G. estérifiés. Le premier pic de ces deux fractions pour le plasma succède dans le temps à celui du foie, ce qui suggère que la fraction des A. G. des glycérides plasmatiques provenant du foie est transférée sous forme A. G. libres. Les A. G. des esters du cholestérol ont une activité toujours inférieure à celle des esters du cholestérol hépatiques et leur maximum d'activité, atteint dès la première heure, précède celui du foie, excluant un transfert direct de ces esters du foie vers le plasma. Par ailleurs, les diffé-

rences dans l'intensité d'activité des A. G. incorporés tient aussi à leur nature, selon qu'il s'agit du foie ou du plasma. Les esters du cholestérol plasmatiques renferment environ 30 % d'acide linoléique non marqué, abaissant d'autant l'activité globale de ces esters. Les A. G. des esters du cholestérol hépatiques sont, au contraire, de même nature que ceux des glycérides de ce tissu (prédominance d'acide oléique et faible teneur en polydésaturés). Ces différences de constitution confirment l'absence d'un transfert direct foie-plasma.

Conclusions. — Nos recherches montrent que : 1° les glycérides et esters du cholestérol hépatiques sont renouvelés par incorporation d'A. G. synthétisés *in situ*; 2° les glycérides plasmatiques incorporent des A. G. d'origine hépatique; 3° les esters du cholestérol hépatiques ne sont pas transférés sous cette forme dans le plasma; 4° les A. G. non estérifiés du plasma, à renouvellement très rapide, proviennent, au moins en partie, des A. G. libres du foie.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) G. Clément, J. Clément et A. Louédec, *Arch. Sc. Phys.*, 8, 1954, p. 233-250.
(2) M. Pascaud, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1312.

(*Laboratoire de Physiologie. Institut du Cancer. Villejuif.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur une nouvelle méthode de détection des alcaloïdes du pavot par chromatographie sur papier.* Note (*) de M. **Jacques Massicot**, présentée par M. René Fabre.

Grâce à un système de solvants inédit et à un nouveau mode de révélation des taches, il est possible de séparer les principaux alcaloïdes de l'opium (morphine, codéine, thébaïne, narcotine, papavérine), et de caractériser des quantités de l'ordre de 0,005 μg de certains d'entre eux.

Dans le cadre d'une étude sur la biogenèse des alcaloïdes dans les plantules de pavot nous avons été amené à élaborer une méthode de caractérisation et de détermination semi-quantitative de tels alcaloïdes par chromatographie de partage sur papier. Divers systèmes de solvants avaient été proposés antérieurement par plusieurs auteurs mais, ou bien les mélanges préconisés ne permettaient pas de séparer la narcotine et la papavérine l'une de l'autre (1), (2), ou bien les taches obtenues étaient insuffisamment distinctes pour une détermination précise (3). Après avoir essayé systématiquement un certain nombre de techniques, nous avons obtenu des résultats satisfaisants en opérant sur papier Whatman n° 1 tamponné à pH 9 (au moyen de soude et d'acide borique) et avec un solvant à base d'éther, dioxanne, acide acétique et eau dans les proportions 65-35-10-10.

Les valeurs des R_f à la température de 20° sont alors les suivantes : morphine 0,18; codéine 0,25; thébaïne 0,42; papavérine 0,59; narcotine 0,70.

Pour révéler les alcaloïdes sur le chromatogramme, on utilise généralement l'iodobismuthate de potassium (réactif de Dragendorff modifié par Munier et Machebœuf ([1]). Ce complexe est obtenu en mélangeant des solutions d'iodure de potassium et de sous-nitrate de bismuth; pour éviter son hydrolyse, il est nécessaire d'acidifier assez fortement le milieu, ce qui a pour effet de provoquer une diffusion partielle des taches, qui empêche une détermination précise. Pour remédier à cet inconvénient nous avons songé à préparer directement le complexe sur le chromatogramme en vaporisant d'abord la solution aqueuse d'iodure de potassium, puis (après séchage) la solution de sous-nitrate de bismuth. Dans ces conditions les alcaloïdes de l'opium donnent des taches rouge-orange, comme avec le réactif de Munier, mais autour de ces taches on observe en plus une zone jaune qui se détache très nettement du reste du chromatogramme coloré en gris par l'iodure de bismuth précipité. La coloration rouge est due à la réaction de Dragendorff proprement dite [formation du complexe $(BiI_3)_m$ alcaloïde $(IH)_n$ ([4])] et la limite de sensibilité est du même ordre de grandeur qu'avec le réactif de Munier, soit 0,5 à 5 μg; mais la coloration jaune est beaucoup plus sensible et permet de révéler dans les conditions précédemment décrites, des taches contenant jusqu'à 0,05 μg d'alcaloïde. Les réactifs utilisés pour la révélation ont la composition suivante : solution aqueuse d'iodure de potassium à 0,07 %; sous-nitrate de bismuth à 0,1 % (dans une solution aqueuse d'acide perchlorique à 4 %).

Si l'on veut se contenter de différencier la morphine et la codéine, on peut effectuer la chromatographie sur papier non tamponné, ce qui permet d'augmenter la sensibilité de la réaction. Mais, dans ce cas, il est nécessaire de modifier la concentration des réactifs de la façon suivante : iodure de potassium à 0,16 %, sous-nitrate de bismuth à 0,1 % (dans l'acide perchlorique à 0,5 %). On peut ainsi déceler jusqu'à 0,005 μg de morphine ou de codéine. Dans ces conditions, à l'emplacement des taches, l'iodure de bismuth gris est remplacé par la coloration jaune et il est à remarquer que la quantité de sel de bismuth présente est plus de 100 fois supérieure à la quantité d'alcaloïde sur la même surface du chromatogramme. Il semble donc qu'il n'y ait pas alors réaction avec formation d'un complexe, mais plutôt qu'on ait affaire à un phénomène de nature catalytique : l'alcaloïde favoriserait l'hydrolyse de l'iodure de bismuth BiI_3 en oxyiodure BiOI, réaction qui, dans les conditions normales, n'a lieu que lentement à froid ([5]). Nous reviendrons sur cette question dans une publication ultérieure.

Les révélateurs préconisés peuvent être utilisés avec succès pour la caractérisation de tous les corps qui réagissent avec le réactif de Dragen-

dorff; cependant, en dehors des alcaloïdes de l'opium, seules l'atropine et la brucine donnent lieu à la coloration jaune permettant de déceler de très faibles quantités de bases organiques. Il semble donc que cette réaction soit caractéristique du noyau pipéridique, car les substances telles que la choline, la bétaïne, la pilocarpine ou la nicotine donnent uniquement la coloration rouge due au composé d'addition avec l'iodobismuthate.

(*) Séance du 3 mars 1958.
(1) R. Munier et M. Macheboeuf, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 31, 1949, p. 1144.
(2) H. M. Rauen, *Biochem. Taschenbuch*, p. 1138.
(3) B. Bonnichsen et coll., *Acta Chem. Scand.*, 11, 1957, p, 1280,
(4) M. François et L. G. Blanc, *Comptes rendus*, 175, 1922, p. 273.
(5) P. Pascal, *Traité de Chimie minérale*, 4, p. 156.

(*Laboratoire de Chimie biologique, Faculté des Sciences, Lyon.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Recherches sur la structure du tétraholoside : Lychnose.* Note (*) de MM. **Alf Wickström, Jean-Émile Courtois, Paul le Dizet** et **André Archambault**, présentée par M. René Fabre.

Le lychnose est scindé par hydrolyse sulfurique partielle en mélibiose et un α-galactosido-fructose. Par méthylation puis hydrolyse il conduit à 2 mol de tétraméthyl-2.3.4.6 D-galactose, une de triméthyl-2.3.4 D-glucose et un peu moins de un mol de triméthyl-3.4.6. D-fructose. Il s'agit donc d'un α.D-galactopyranosyl-1 → 6 α-D-glucopyranosyl-1 → 2 β-fructofuranosyl-1 → 1 α-D- galactopyranoside.

En 1956 nous avions réussi (1) à séparer divers holosides nouveaux des racines de *Lychnis dioïca* L. (Caryophyllacées).

Les racines récoltées en juin ou octobre renfermaient le même tétraholoside non réducteur que nous avons proposé de dénommer *lychnose*. Il libère par hydrolyse totale 2 mol de galactose, une de glucose et une de fructose.

Le glucose et le fructose sont réunis comme dans le saccharose, isolé après élimination des galactoses par l'α-galactosidase. Les quantités d'acide periodique réduit et d'acide formique libéré par cette oxydation permettaient de considérer que la structure la plus probable du lychnose était celle d'un α-D-galactopyranosyl-1 → 6 α-D-glucopyranosyl-1 → 2 β-fructofuranosyl-*x* → 1 α-D-galactopyranoside. La liaison entre fructose et galactose s'établissant à partir d'une des deux fonctions alcool primaire du fructose. Nous avions tendance à envisager de préférence une liaison 6 → 1 car l'hydrolyse α-galactosidasique partielle conduisait à un corps migrant par chromatographie d'une façon voisine du plantéose.

Nous pouvons confirmer la structure proposée et opter définitivement pour une liaison 1 → 1 entre fructose et galactose.

1° Par séjour de 48 h à 37° dans SO_4H_2 O, 4 N il y a rupture assez sélective

de la liaison entre le glucopyranose et le fructofuranose. Dans les produits d'hydrolyse nous avons :

a. identifié par chromatographie sur papier un corps migrant avec différents solvants comme le mélibiose (α-galactosido-1 → 6-glucose);

b. séparé par chromatographie circulaire sur papier un galactosido-fructose dextrogyre $[\alpha]_D^{20} = +58°,9$ (H_2O).

Il est hydrolysé par l'acide sulfurique dilué ou l'α-galactosidase du Café en une mol. de galactose et une de fructose.

Le corps obtenu a une mobilité chromatographique assez voisine mais nettement distincte de celle du plantéobiose (α-galactosido-1 → 6-fructose). Les deux galactosides du fructose se différencient en outre par les modalités de leur oxydation par l'acide periodique.

2° Le lychnose a été soumis à une méthylation complète. Le produit méthylé dextrogyre est hydrolysé par SO_4H_2 N/1 6 h à 100°. L'hydrolysat neutralisé par le carbonate de baryum a été concentré à l'état de sirop jaune, fractionné par chromatographie sur bandes de papier épaisses avec le mélange benzène 170 vol/éthanol 50 vol/eau 15 vol.

Les emplacements des dérivés méthoxylés d'oses sont révélés par l'oxalate d'aniline ou l'oxalate d'urée, puis les bandes correspondantes sont découpées et extraites par le méthanol. Nous avons séparé et identifié :

a. Le triméthyl-2.3.4 D-glucose $[\alpha]_D^{20} + 63°,5$ (eau), anilide F 140°. Le dérivé triméthoxylé est déméthylé en glucose par l'acide bromhydrique et réduit l'acide periodique en libérant du formaldéhyde dans les mêmes proportions qu'un échantillon témoin de triméthyl-2.3.4 D-glucose, dont il possède en outre la mobilité chromatographique.

b. Le triméthyl-3.4.6 D-fructose dont il se forme un peu moins de 1 mol. Ce corps dextrogyre $[\alpha]_D^{20} + 25°$ (eau) migre par chromatographie comme le témoin et réduit comme ce dernier l'acide periodique avec libération de formaldéhylde. Le corps isolé est nettement différencié par chromatographie du triméthyl-1.3.4 D-fructose, qui est de plus lévogyre.

c. Le tétraméthyl-2.3.4.6 D-galactose, anilide F 193-194°, présentant en solution acétonique la mutarotation caractéristique de ce dérivé : $[\alpha]_D^{20} - 76°$ au début, passant à $+ 42°$ après huit jours pour demeurer constant.

Les microdosages par l'hypoïodite des corps élués d'un même chromatogramme ont indiqué des rapports moléculaires tétraméthylgalactose/triméthylglucose de 1,87 à 1,98.

Nous signalerons enfin que les divers échantillons de lychnose renferment une faible quantité d'un isomère migrant un peu plus rapidement par chromatographie; à cette impureté paraît être liée la présence après méthylation et hydrolyse d'une minime proportion d'un triméthyl D-fructose réduisant un peu plus d'une molécule d'acide periodique.

La mobilité de ce dérivé triméthylé diffère de celles des dérivés 1.3.4 et 3.4.6. mais est identique à celle du triméthyl-1.4.6 D-fructose.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) A. ARCHAMBAULT, J. E. COURTOIS, A. WICKSTRÖM et P. LE DIZET, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2875 et *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 38, 1956, p. 1121-1131 et p. 1133-1141.

(*Laboratoire de Chimie Biologique, Faculté de Pharmacie, Paris.*)

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Effet sur la leucémie* 1210 *de la Souris d'une combinaison par diazotation d'A-méthoptérine et de γ-globulines de hamsters porteurs de cette leucémie par hétérogreffe.* Note de MM. **GEORGES MATHÉ, TRAN BA LOC** et **JEAN BERNARD**, présentée par M. Léon Binet.

Il est montré que la combinaison par diazoréaction d'un antimétabolite tel que l'A-méthoptérine avec les γ-globulines de hamsters porteurs de leucémie 1210 par hétérogreffe a une activité sur la leucémie 1210 nettement supérieure à l'A-méthoptérine ou aux γ-globulines seules ou à l'addition des deux (non combinés).

Nous avons observé qu'il est possible de greffer la leucémie 1210 de la Souris dans la poche juggale de hamsters (3) et (4). Le but du présent travail est de rechercher si les γ-globulines de hamsters porteurs de cette leucémie par hétérogreffe sont capables de transporter un antimétabolite électivement sur les cellules de la leucémie 1210 isogreffée chez la Souris. L'antimétabolite choisi est l'A-méthoptérine, composé porteur de deux fonctions amines aromatiques grâce auxquelles on peut le combiner par diazoréaction aux γ-globulines.

Matériel et méthodes. — La leucémie 1210 utilisée est à son 487e passage sur souris de la lignée DBA_2. Trente hamsters ont reçu dans une poche juggale une injection de 20 millions de cellules leucémiques, puis sept jours après, une injection identique dans l'autre poche. Le sang a été prélevé dans le sinus caverneux sept jours après la seconde greffe. On a vérifié que les tumeurs étaient en parfaite condition. Les γ-globulines du sérum ont été isolées par la méthode de l'alcool à froid (1). Les anticorps non spécifiques ont été adsorbés autant que possible en mettant ces γ-globulines en contact d'un mélange de moelle, de foie et de rate de souris à la température de 4° pendant 24 h. La combinaison de γ-globulines et d'A-méthoptérine a été faite par diazoréaction (2). 45 souris $F_1(C_{57}Bl \times DBA_2)$ de 30 g ont reçu une injection de 1 million de cellules leucémiques et, le lendemain, elles ont reçu un des traitements suivants :

1° *Groupe* A : Rien.

2° *Groupe* B : γ-globulines de hamsters immunisés, à la dose de 125 mg/kg.

3° *Groupe* C : A-méthoptérine à la dose de 20 mg/kg.

4° *Groupe* D : γ-globulines (125 mg/kg) de hamsters immunisés, puis A-méthoptérine (20 mg/kg) immédiatement après (traitement associé).

5° *Groupe* E : γ-globulines de hamsters non immunisés combinés à l'A-méthoptérine par diazoréaction (même quantité de γ-globulines et d'A-méthoptérine que dans les autres groupes).

6° *Groupe* F : γ-globulines de hamsters immunisés combinés à l'A-méthoptérine par diazoréaction (même quantité de γ-globulines et d'A-méthoptérine que dans les autres groupes).

Les tests utilisés sont la mononucléose sanguine, la survie des animaux, les dimensions des tumeurs et de la rate.

Résultats. — Les résultats sont exposés dans les tableaux I et II.

TABLEAU I. — *Survie.*

Groupe.	5e j.	6e j.	7e j.	8e j.	9e j.	10e j.	11e j.	12e j.	13e j.	14e j.	15e j.	10e j.
A.......	10	10	6	0	–	–	–	–	–	–	–	–
B.......	5	5	1	0	–	–	–	–	–	–	–	–
C.......	10	10	10	10	8	5	0	–	–	–	–	–
D	5	5	5	5	3	3	0	–	–	–	–	–
E.......	5	5	4	4	4	2	0	–	–	–	–	–
F.......	10	10	8	8	8	8	7	6	5	4	1	1

TABLEAU II. — *Mononucléose.*

Groupe.	4e jour.	7e jour.	9e jour.	11e jour.	13e jour.
A	17 400	60 100	–	–	–
B	14 000	–	–	–	–
C	20 700	37 200	46 100	–	–
D	10 300	38 400	39 000	–	–
E	11 400	13 500	24 200	–	–
F	7 100	10 500	10 400	15 300	16 100

Dimensions des tumeurs et de la rate au moment de la mort. — Toutes les rates des groupes A, B, C, D et E, observées à l'autopsie, sont fortement hypertrophiées, celles du groupe F le sont très peu ou restent (chez trois souris) sensiblement égales à la rate normale.

Les tumeurs des souris des groupes A, B, C, D et E sont égales ou supérieures à 2,5 cm et celles du groupe F sont toutes inférieures à 0,5 cm.

La combinaison par diazotation d'A-méthoptérine et de γ-globulines de hamsters porteurs par hétérogreffe de la leucémie 1210 de la Souris est donc extrêmement efficace sur la leucémie 1210 isogreffée à des souris $F_1(C_{57}Bl \times DBA_2)$. Elle détruit complètement les cellules leucémiques dans deux cas favorables ou retarde considérablement l'apparition des tumeurs. Elle a permis la guérison complète d'une souris. Les expériences témoins faites avec l'A-méthoptérine seule, les γ-globulines immunes seules, l'addition de l'A-méthoptérine et des γ-globulines immunes, la combinaison de l'A-métho-

ptérine et des γ-globulines de hamsters non immunisés, suggèrent que les γ-globulines immunes transportent électivement, grâce à la diazoréaction, l'antimétabolite sur les cellules leucémiques.

Une nouvelle méthode générale de chimiothérapie semble ouverte : transporter électivement, par des γ-globulines de sérum immun, des agents chimiques actifs jusqu'à l'agent pathogène ou aux cellules malades, au moyen d'une fonction amine diazotable ou d'une autre combinaison chimique dont la recherche est en cours.

(1) H. DEUTSCH, *Methods in Medical Research*, 5, 1952, p. 284.

(2) K. LANDSTEINER et J. VAN DER SCHEER, *J. Exper. Med.*, 55, 1932, p. 781 ; K. LANDSTEINER, *The specificity of Serological reactions*, Cambridge, 1945, Harvard University Press Ed.

(3) G. MATHÉ et J. BERNARD, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 1768.

(4) G. MATHÉ J. CHOMÉ, et J. BERNARD, *Conf. Europ. Hématol.*, Copenhague, 1957.

(Centre de Recherche de l'Association Claude Bernard, Hôpital Hérold, Paris.)

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Sur le développement de thromboses expérimentales de l'aorte chez la Seiche.* Note de MM. **ANTOINE JULLIEN**, **JEAN RIPPLINGER** et **JEAN CARDOT**, présentée par M. Léon Binet.

Il s'agit de l'aorte céphalique, le plus gros des vaisseaux artériels qui, se détachant du ventricule, monte vers la tête, sous la coquille dorsale; elle est située à peu près dans le plan sagittal; son trajet est parallèle et dorsal à celui de l'œsophage; elle est engagée, avec ce dernier, dans l'espace conjonctif qui sépare les deux moitiés du foie.

Sa structure histologique que nous avons étudiée par divers procédés permet de la classer dans les artères de type musculaire. Elle comprend une tunique interne avec endothélium et limitante élastique interne, une media qui s'étend sur la majeure partie de l'épaisseur de la paroi et qui est constituée de plusieurs assises de fibres lisses annulaires et une tunique externe. La tunique moyenne contient aussi d'assez nombreuses formations élastiques que nous avons mises en évidence par la méthode de Gomori à la fuchsine-paraldéhyde, suivant Gabe.

Les cas de thrombose que nous avons observés ont tous été déclenchés à la suite de lésions expérimentales de la paroi de l'aorte, provoquées par de petits tampons d'ouate, imbibés de formol dilué et insérés à son niveau. Nous avons déterminé avec précision le mode opératoire et fixé le lieu d'introduction de l'agent irritant. Nous avons écarté le procédé qui consistait à enlever un volet dans la coquille, au-dessus de l'artère; celle-ci était mise à nu, mais le traumatisme, trop brutal, se révélait extrêmement dommageable pour la survie ultérieure de l'animal.

Tenant compte du fait que la portion antérieure de la glande hépatique avec l'aorte médiane n'adhère pas à la coquille à l'extrémité mousse, proximale de celle-ci, on abaisse la tête et le foie est ainsi découvert. Le tampon étant saisi entre les mors d'une pince fine, on perce facilement la capsule hépatique et l'on pousse le tampon entre cette dernière et la face dorsale de l'organe, au contact plus ou moins immédiat de l'artère. C'est là le procédé préférentiel; l'opération dure seulement quelques secondes; le délabrement produit est insignifiant et le choc opératoire réduit au minimum.

Les processus lésionnels de la paroi de l'aorte et le développement réactionnel consécutif d'un thrombus sont rapides; ils évoluent en des délais compris entre deux et quatre jours. L'importance du second paraît liée à l'intensité des premiers. Ceux-ci sont gradués et intéressent une épaisseur variable de la seule moitié dorsale de la paroi aortique, car la moitié ventrale qui regarde l'œsophage reste toujours intacte. Ces altérations consistent, soit en éraflures superficielles de la tunique moyenne, soit en érosions plus profondes, susceptibles d'approcher et même d'atteindre la tunique interne. Au maximum, il peut y avoir destruction de toute la moitié dorsale de la paroi; c'est là un cas extrême que nous laisserons de côté, car les phénomènes de thrombose les plus démonstratifs succèdent à une altération plus ou moins poussée de la seule tunique moyenne. Lorsque cette dernière est détruite dans sa majeure partie, la portion restante s'affaisse, ce qui rétrécit la lumière de l'artère, ralentit la circulation et crée ainsi une cause additionnelle à la formation du caillot.

Lorsque le traumatisme de la paroi est faible, il se constitue déjà, du côté lésé et à l'intérieur de l'aorte, un petit caillot adhérent à la tunique interne, formé en entier par des leucocytes granuleux, contigus qui, rapidement, à la périphérie du thrombus, se disposent en strates parallèles et montrent une évolution dans le sens fibroblaste habituel, décrit antérieurement par l'un de nous (1). En outre, dans la lumière de l'artère et à des distances variables du caillot, on observe des groupes de leucocytes normaux, ce qui n'est jamais le cas dans les coupes d'aorte normale, toujours vide de cellules sanguines.

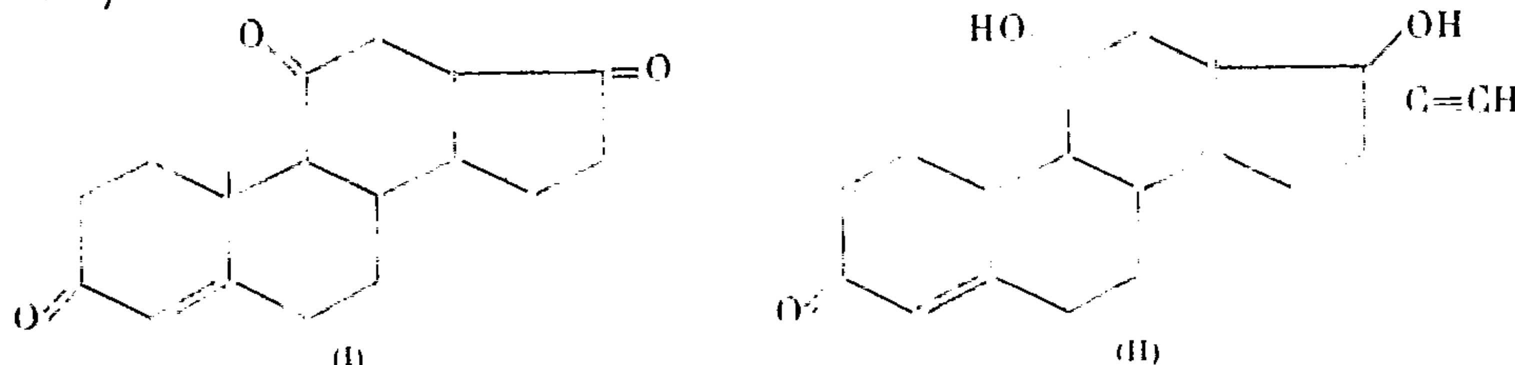
Lorsque la tunique moyenne est en majeure partie détruite, le thrombus leucocytaire acquiert un volume considérable remplissant complètement la lumière de l'artère. Ce bouchon, après quatre jours, est organisé sur le mode suivant : il se compose essentiellement d'une série de nodules de différentes tailles, étroitement contigus, centrés sur quelques leucocytes apparemment inaltérés, chaque nodule étant constitué d'une série d'assises concentriques à leucocytes modifiés et ayant atteint le stade préfibroblastique. Ces exemples de thrombose vasculaire sont, à notre connaissance, les premiers signalés chez les Invertébrés.

En résumé, l'altération expérimentale de ses tuniques est susceptible de provoquer le développement d'une thrombose de l'aorte. L'importance du caillot est fonction de l'intensité lésionnelle; ses éléments, rapidement organisés en nodules, sont constitués uniquement par des cellules sanguines qui montrent tous les stades d'évolution dans le sens fibroblaste habituel.

(1) A. JULLIEN, *Comptes rendus*, 186, 1928, p. 526.

THÉRAPEUTIQUE EXPÉRIMENTALE. — *Effet clarifiant du dérivé d'éthynylation de la Δ^1-hydroadrénostérone au cours de l'hyperlipémie expérimentale.* Note (*) de MM. **Cyrille Plotka, Robert Jequier** et **Léon Velluz**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Nous avons précédemment décrit l'effet de protection relative qu'exerce l'adrénostérone (I) à l'égard de l'athérome expérimental provoqué par l'adrénaline (1). Poursuivant ces recherches avec plusieurs dérivés de l'adrénostérone préparés dans notre laboratoire, nous avons été conduits à étudier les effets de ces différents stéroïdes dans l'hyperlipémie expérimentale. Nous faisons état, dans cette Note, des résultats obtenus avec le dérivé d'éthynylation de la Δ^1-hydroadrénostérone (3-céto 11 β, 17 β-dihydroxy 17 α-éthynyl $\Delta^{1,4}$-androstadiène) (II) (F 289°, $[\alpha]_D + 0° \pm 1$ en dioxane).

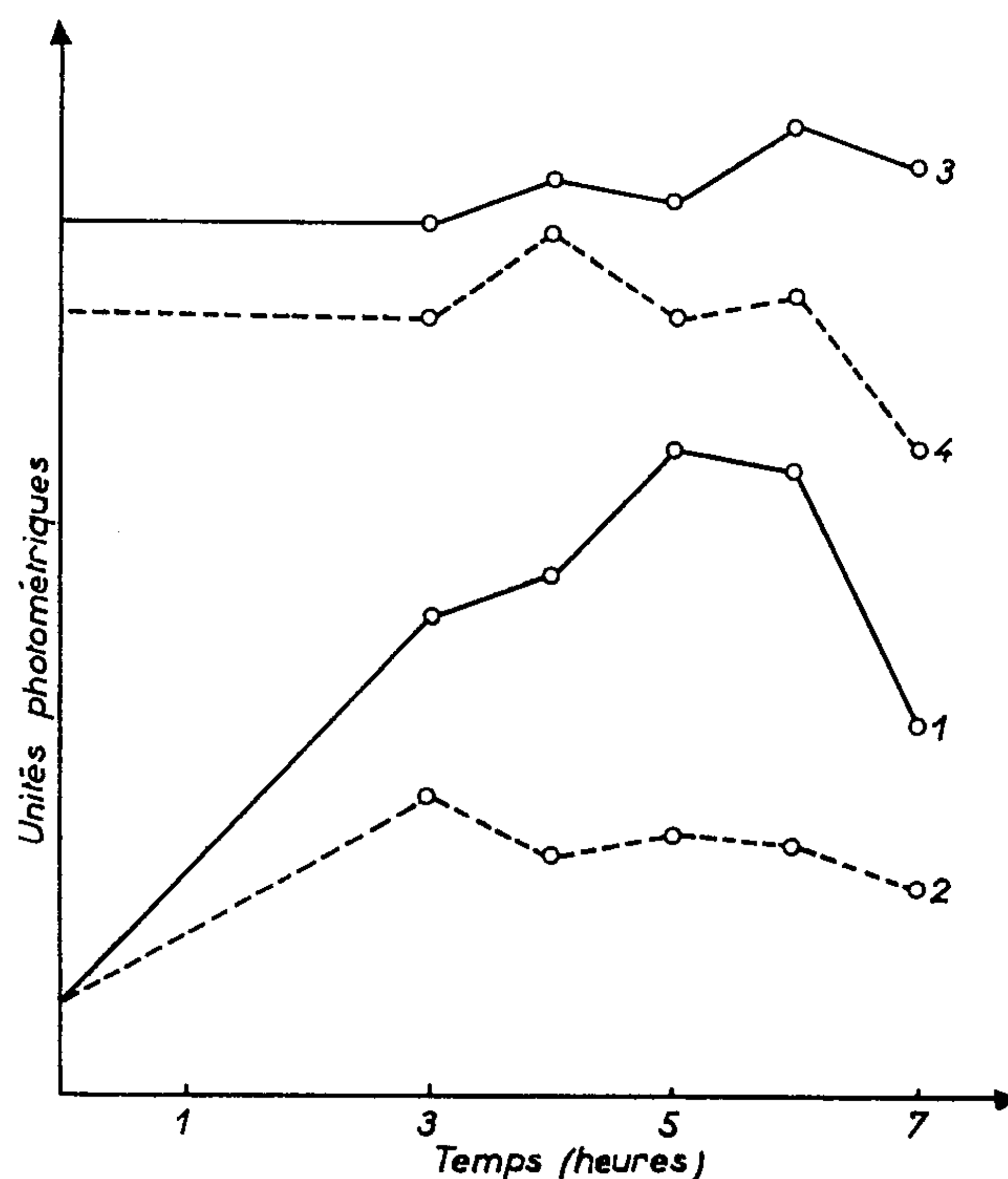


1. Sur le Chien à jeun depuis 12 h, on effectue une première prise de sang et fait ingérer aussitôt 10 g/kg de crème de lait additionnée de 2 ml/kg d'une solution huileuse de stéroïde (II) (5 mg/ml). Les témoins reçoivent la même quantité de crème et de solvant huileux (2).

Des prises de sang sont pratiquées chaque heure, de la 3e à la 7e heure après l'ingestion de crème, en vue d'examiner la turbidité du plasma et d'étudier la réaction phénolique de Kunkel (3).

Le graphique permet d'observer que l'augmentation de la turbidité plasmatique est modérée chez les chiens qui ont reçu le dérivé d'éthynylation de la Δ^1-hydroadrénostérone. On note, d'autre part, que les valeurs moyennes fournies par la réaction de Kunkel révèlent des écarts significatifs entre les animaux traités et les témoins, 6 à 7 h après l'ingestion de crème.

2. On peut adopter une technique expérimentale voisine de celle décrite par Nichols, Rubin et Lindgren ([4]). On prépare donc une émulsion phosphatique de jaune d'œuf ([5]), centrifuge cette émulsion et prélève la partie surnageante qui contient les lipoprotéines. On dilue finalement au quart au moyen du même tampon phosphatique.



Hyperlipémie post-prandiale chez le Chien.
Turbidité du plasma : en 1, animaux témoins; en 2, animaux traités.
Réaction de Kunkel : en 3, animaux témoins; en 4, animaux traités.

Sur le Lapin à jeun, on injecte, en 5 mn environ, dans la veine marginale de l'oreille, 10 ml/kg de l'émulsion, puis 0,1 ml/kg d'une solution à 100 mg/ml, soit 10 mg/kg de Triton WR 1 339 ([6]), qui augmente et rend plus durable l'hyperlipémie obtenue, comme l'ont montré Friedman et Byers ([7]). Après 15 mn, on administre aux animaux le stéroïde (II) par voie buccale, à la dose de 5 mg/kg dans 1 ml de solvant huileux. Les prélèvements de sang sont effectués avant l'injection de l'émulsion, puis après 15 mn, 2, 4, 6 et 24 h, en vue d'examiner, comme dans la première série de nos essais, la turbidité du plasma et la réaction de Kunkel.

Cette expérience confirme les différences significatives que traduisait déjà la première série de nos essais : à savoir, une augmentation importante de la turbidité et de la réaction de Kunkel, pendant plusieurs heures, chez les témoins tandis que, 1 h 30 mn à 2 h après l'administration du

stéroïde, on observe une diminution de ces deux réponses. L'écart s'accentue dans les heures qui suivent (tableau).

	Turbidité du plasma. — Lapins		Réaction de Kunkel. — Lapins	
Temps.	témoins.	traités.	témoins.	traités.
0 h	46	42	110	120
15 mn	270	273	344	340
2 h	240	174	336	206
4 h	216	138	335	164
6 h	214	94	324	160
24 h	154	120	340	208

En bref, le dérivé d'éthynylation de la Δ^1-hydroadrénostérone exerce, *per os*, une forte activité clarifiante à l'égard de l'hyperlipémie qui suit un repas riche en graisse, chez le Chien. Le même stéroïde détermine, sur le Lapin, une clarification rapide du plasma après injection intraveineuse d'une émulsion lipoprotéique de jaune d'œuf.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) C. Plotka, R. Jequier et L. Velluz, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 264.

(2) Composition du solvant : alcool benzylique, 5 ml; alcool éthylique, 3 ml; huile d'olive, q. s. p. 100 ml.

(3) H. G. Kunkel, E. H. Ahrens Jr. et W. J. Eisenmenger, *Gastroenterology*, 11, 1948, p. 499; technique de A. Lemaire, J. Cottet et R. Joyeuse, *Presse Médicale*, 62, 1954, p. 1699.

(4) A. V. Nichols, L. Rubin et F. T. Lindgren, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 85, 1954, p. 352.

(5) Poids égaux de jaune d'œuf et de tampon phosphatique M/15 de Sörensen à pH 8.

(6) Triton WR 1339 : produit de condensation du formaldéhyde avec l'éther de *p*-isooctylphénol et de polyéthylène glycol (Winthrop Lab., U. S. A.).

(7) M. Friedman et S. O. Byers, *Amer. J. Physiol.*, 190, 1957, p. 439.

ÉCONOMIE RURALE. — *Vaccination antibotulique du vison par injection unique d'anatoxine concentrée adsorbée.* Note de MM. **André Romain Prévot**, **Marcel Raynaud**, **André Turpin** et **René Sillioc**, présentée par M. René Dujarric de la Rivière.

Dans un travail antérieur (1), les résultats de la vaccination des Mustelidés par l'anatoxine botulique C β brute, en trois injections à 15 jours d'intervalle avaient été publiés : le Furet et le Vison résistent, 10 jours après la dernière injection à des doses d'épreuve de 10 à 100 DM (dose mortelle). Cette vaccination en trois temps n'a pas reçu des éleveurs un accueil sans critique, car la triple manipulation de centaines de ces carnivores est longue et pénible. Ainsi nous ont-ils demandé de mettre au point un vaccin actif après injection unique.

La toxine brute titrait 300 000 DMM-souris/ml. L'anatoxine a été concentrée par ultrafiltration sur membrane de collodion ([2]), soit directement à partir d'une anatoxine brute préparée par action du formol sur le filtrat de culture, soit indirectement. Dans ce dernier cas, c'est la toxine brute qui a été concentrée par ultrafiltration au 1/10[e] ou au 1/15[e] du volume initial, la détoxification étant réalisée sur la toxine concentrée ainsi obtenue.

L'anatoxine concentrée a été adsorbée à pH 6,8-7,0 sur un gel de phosphate de calcium, constitué essentiellement par de la brushite ([3]).

Le contrôle d'innocuité est fait sur souris et sur cobaye.

L'épreuve de ce vaccin a d'abord été fait sur cobaye. Une injection de 1 ml sous-cutanée permet à cet animal de résister 12 jours après à 1000 DMM par cobaye.

Ceci nous a incité à une expérience sur visons qui a été réalisée à Thimory, à la Visonnière-école, par le Docteur Vétérinaire Gruss.

Dix visons mâles reproducteurs de la variété Pastel pesant 2 kg environ ont reçu une injection de 1 ml sous-cutanée sans présenter le moindre signe de réaction et ont été éprouvés dix jours après avec des doses d'épreuves variant de 5 000 à 40 000 DM-vison (1 DM-vison = 60 DM-souris). Aucun des visons n'a montré, après ces épreuves très rudes, le moindre signe de botulisme. Nous pouvons donc maintenant remplacer l'ancienne méthode de vaccination en trois temps par une nouvelle méthode en un temps donnant des résultats très supérieurs à l'ancienne.

Nous ajoutons que la nouvelle anatoxine concentrée adsorbée trouvera un emploi très large dans la vaccination des Équidés et des Bovidés contre le botulisme Cβ, qui, depuis dix ans, s'est manifesté très souvent chez eux en France.

(1) A. R. Prévot et R. Sillioc, *Bull. Acad. Vét. Fr.*, 30, 1957, p. 93.
(2) J. J. Quigley, *Amer. J. Hyg.*, 20, 1934, p. 218.
(3) M. Raynaud, E. H. Relyveld, A. Turpin et R. Mangalo, *Ann. Inst. Pasteur* (sous presse).

La séance est levée à 15 h 35 m.

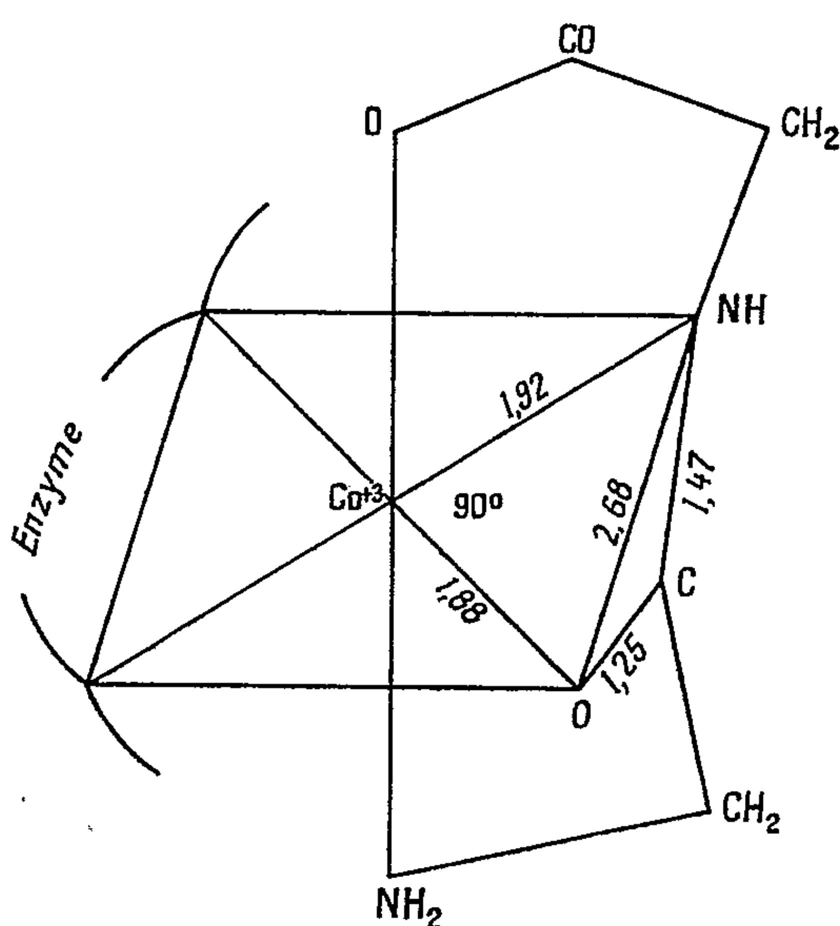
L. B.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 6 janvier 1958.)

Note présentée le 23 décembre 1957, de M[me] *Andrée Goudot*, Calcul des indices de liaison et des charges dans la liaison peptidique :

Page 118, la figure qui comprend au centre la formule HCo^{+3}, doit être remplacée par la suivante portant au même point la formule Co^{+3}.



BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE JANVIER 1958.

(*suite et fin*).

Ministerio de agricultura de Colombia. *Desinfestacion de Bodegas. Comparacion de Cuatro insecticidas usados en la desinfestacion de Bodegas para granos almacenados*, por GILBERTO BRAVO. Separata de la Revista *Agricultura tropical*, vol. XIII, nº 10, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Augustin Cauchy, par HENRI MILLOUX, in *Revue générale des sciences*, tome LXIV, nºs 9-10, 1957. Paris, Société d'édition d'enseignement supérieur; 1 fasc. 24 cm.

Documentation mathématique. Textes publiés sous la direction de PAUL BELGODÈRE. Fasc. 30-38. *État des périodiques figurant à la Bibliothèque de l'Institut Henri Poincaré*, par MADELEINE ESTÈVE. Paris, Secrétariat mathématique, 1957; 1 fasc. multicopié 27 cm.

Faculté des sciences de Paris. *Séminaire de Théories physiques* dirigé par LOUIS DE BROGLIE. 26e année, 1956-1957. Paris, Secrétariat mathématique, 1957; 1 fasc. multicopié 27 cm.

Ministère des travaux publics, des transports et du Tourisme. *Optique appliquée et photographie*, par JEAN CRUSET. Paris, 1957; 1 fasc. 27 cm.

Encyclopédie biologique. LIII. *Flore de l'Afrique du Nord*, par RENÉ MAIRE. Vol. IV. Paris, Paul Lechevalier, 1957; 1 vol. 25 cm (présenté par M. R. Heim).

Nouveau traité de chimie minérale. Tome III. Groupe I *a* (*suite*) : *Rubidium. Césium. Francium*. Groupe I *b* : *Généralités. Cuivre. Argent. Or*, par R. COLLONGUES, LOUIS HACKSPILL, P. HAGENMULLER, A. HÉROLD, J. ISABEY, PAUL PASCAL, M. PEREY. Tome IV. Groupe II : *Glucinium. Magnésium. Calcium. Strontium. Baryum. Radium*, par J. BÉNARD, G. BOUISSIÈRES, H. BRUSSET, TH. DUPUIS, A. MAILLARD, PAUL PASCAL, E. RINCK, P. SILBER. Paris, Masson, 1958; 2 vol. 26 cm (présenté par M. P. Pascal).

Pure and applied mathematics. Vol. VI. *Differential equations : geometric theory*, by SOLOMON LEFSCHETZ. New York, London, Interscience publishers, 1957; 1 vol. 23,5 cm.

Biblioteca de zootehnie si medicinà veterinarà. I. *Piroplasme si piroplasmoze*. Vol. I, de CONSTANTIN C. CERNAIANU. Bucuresti, Editura Academiei Republicii populare romine, 1957; 1 vol. 24,5 cm.

Biblioteca de Chimie. I. *Despre teoria proceselor de polimerizare și polimerizarea acetilenei*, de O. F. Solomon. Bucuresti, Editura Academiei Republicii populare romine, 1957; 1 vol. 21 cm.

Influenta anemiilor acute și repetate și a compresiunii cerebrale asupra activitatii nervoase superioare la animale, de Lucia Mîrza. Bucuresti, Editura Academiei Republicii populare romine, 1957; 1 vol. 21 cm.

Manual de tuburi si circuite electronice. Vol. II, de Tudor Tanasescu. Bucuresti, Editura Academiei populare romine, 1957; 1 vol. 24 cm.

Opere alese. Vol. II. *Psihologie și Psihiatrie*, de C. I. Parhon. Bucuresti, Editura Academiei Republicii populare romine, 1957; 1 vol. 24,5 cm.

Aerodinamico vitezelor mari. Fluide compresibile, de Elie Carafoli. Bucuresti, Editura Academiei Republicii populare romine, 1957; 1 vol. 24,5 cm.



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 17 MARS 1958.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

HYDRAULIQUE. — *Siphon évacuateur de débit solide.*
Note (*) de M. LÉOPOLD ESCANDE.

Dispositif évacuateur de crues permettant l'entraînement du débit solide et ne comportant pas d'organes mécaniques.

L'évacuation des crues au droit des retenues créées par des barrages de grande hauteur peut être effectuée, soit par des ouvrages de surface (barrages déversoirs surmontés ou non de vannes, siphons d'un type classique, etc.), soit par des vannes de fond placées au bas du barrage ou en tête de tunnels creusés dans la montagne.

Les ouvrages de surface présentent de nombreux avantages, en particulier celui de ne pas comporter de systèmes de fermeture ou de permettre de procéder aisément à toutes réparations de ces systèmes lorsqu'il en existe. Par contre, l'appel d'eau créé dans la retenue par leur fonctionnement engendre principalement des mouvements de surface et l'ouvrage, de ce fait, n'évacue à l'aval qu'une très faible partie du débit solide entraîné dans la retenue.

A ce dernier point de vue, les ouvrages de fond sont infiniment préférables, du fait que leur appel s'effectue à la base même du barrage, dans la région où aboutissent les matériaux solides, qu'il s'agisse des graviers entraînés par roulement ou saltation, dans le cas d'une retenue en majeure partie comblée, ou des particules fines en suspension qui caractérisent les courants de densité.

Par contre, si une vanne de fond exige une réparation ou si une souche se coince de telle sorte que la fermeture devient impossible, il est très difficile d'accéder à l'ouvrage et de rétablir les conditions de marche normales : les appréhensions manifestées à cet égard par les exploitants

sont très nettes et les conduisent bien souvent à éviter toute manœuvre des vannes de vidange qui n'est pas strictement indispensable.

Le dispositif qui fait l'objet de cette Note cherche à concilier les avantages de l'aspiration à la base du barrage avec la sécurité de fonctionnement des ouvrages de surface. Le système considéré est constitué par un ou plusieurs siphons prolongés sur le parement amont du barrage de telle sorte que leur orifice d'entrée se place au voisinage du pied de celui-ci. La partie supérieure du siphon comporte tous les dispositifs classiques assurant l'amorçage ou le désamorçage pour des positions déterminées du plan d'eau dans la retenue très proches de la retenue normale et encadrant celle-ci avec un écart réglé de façon précise.

Ces appareils qu'on peut appeler siphons de fond peuvent fonctionner seuls ou coexister avec un déversoir de surface. Dans ce dernier cas, on peut utiliser, pour le franchissement du seuil par un siphon, un évidement réservé à l'intérieur des piles séparant les diverses passes du déversoir : éventuellement le débouché aval du siphon peut être étudié pour profiter d'une certaine aspiration supplémentaire créée par la lame déversante.

Nous avons voulu nous rendre compte expérimentalement des possibilités d'un tel siphon de fond en nous limitant aux conditions de fonctionnement les plus délicates, c'est-à-dire à l'entraînement des sables, graviers et galets : l'évacuation des courants de densité transportant des limons est, en effet, beaucoup plus facile et se trouve donc vérifiée *a fortiori*.

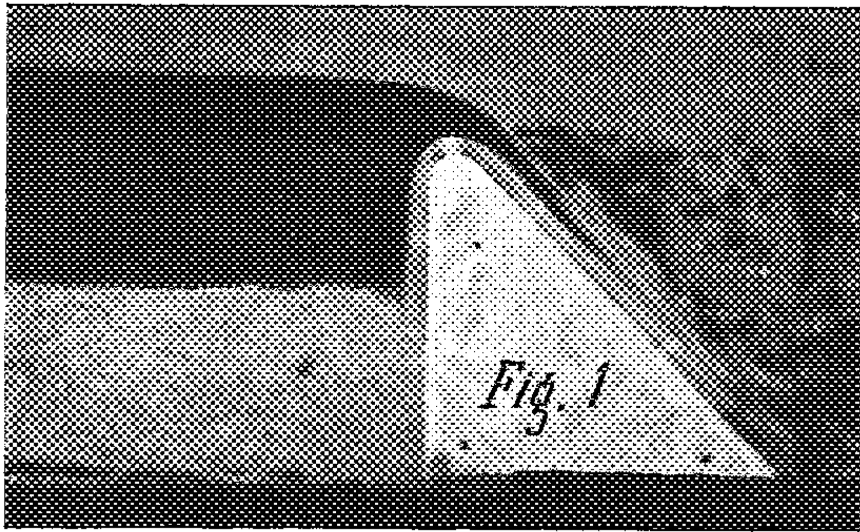
Nos expériences ont été effectuées sur trois modèles différents :

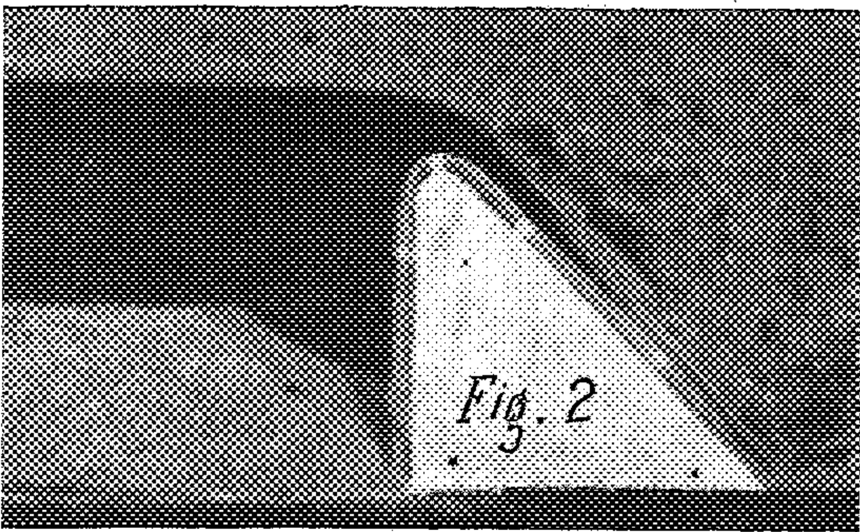
1° Dans un canal à paroi vitrée nous avons placé un seuil déversant de 15 cm de hauteur. Un tube, d'un diamètre intérieur de 8 mm, repose sur le déversoir dont il épouse le profil et schématise le siphon de fond.

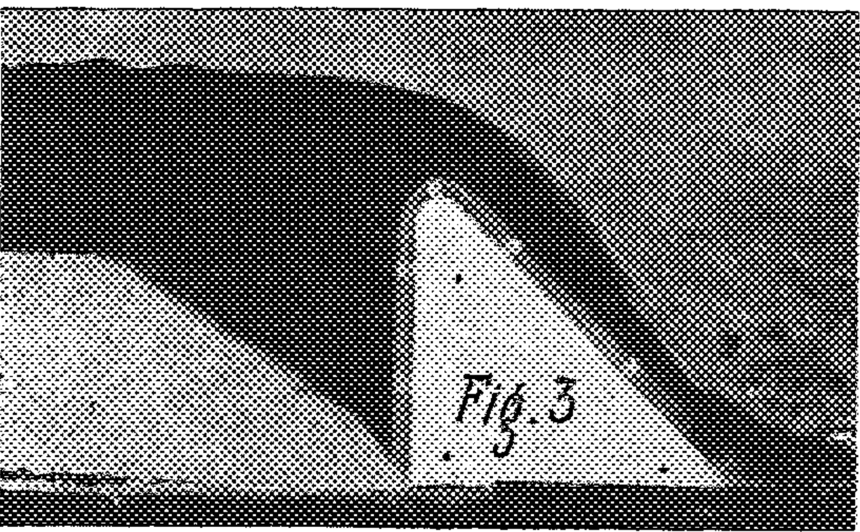
Dans certaines expériences, une couche de sable passé au crible de 2 mm recouvre le fond du canal jusqu'à une certaine hauteur en amont du barrage, l'extrémité aval du siphon étant préalablement bouchée : le débit du déversoir est nul ou demeure, en tous cas, assez faible, compte tenu du tirant d'eau, pour ne pas provoquer de charriage du sable (*fig.* 1). En enlevant le bouchon, le siphon débite un mélange d'eau et de sable en provoquant très rapidement la formation d'un cratère dans la couche de sable située au pied du barrage (*fig.* 2).

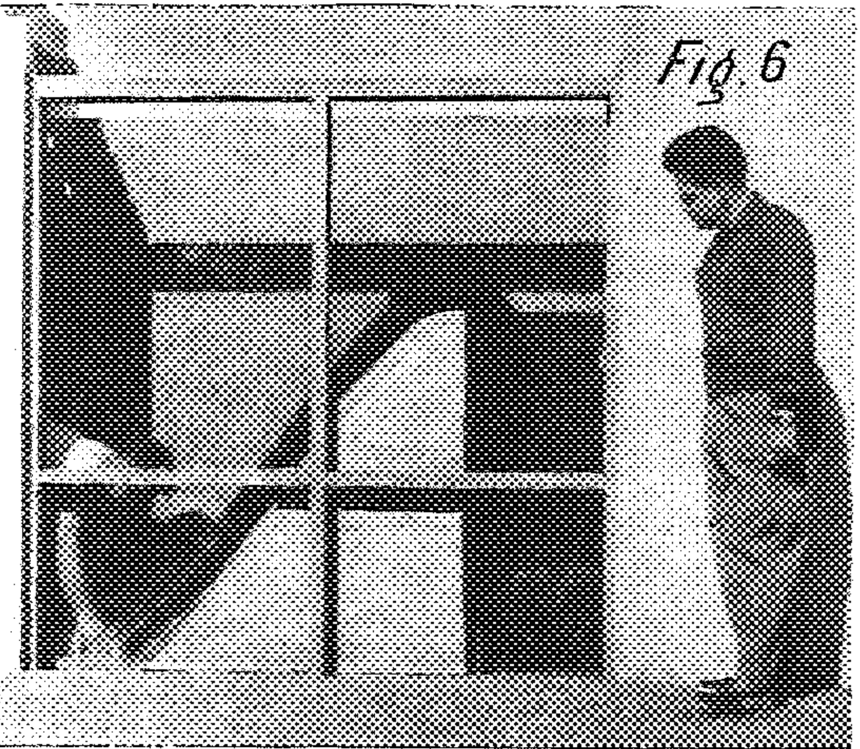
Dans d'autres mesures, le fonctionnement du siphon est associé à un déversement assez important pour provoquer le charriage de la couche supérieure du sable vers le pied du barrage où les grains sont aspirés par le siphon et rejetés à l'aval (*fig.* 3).

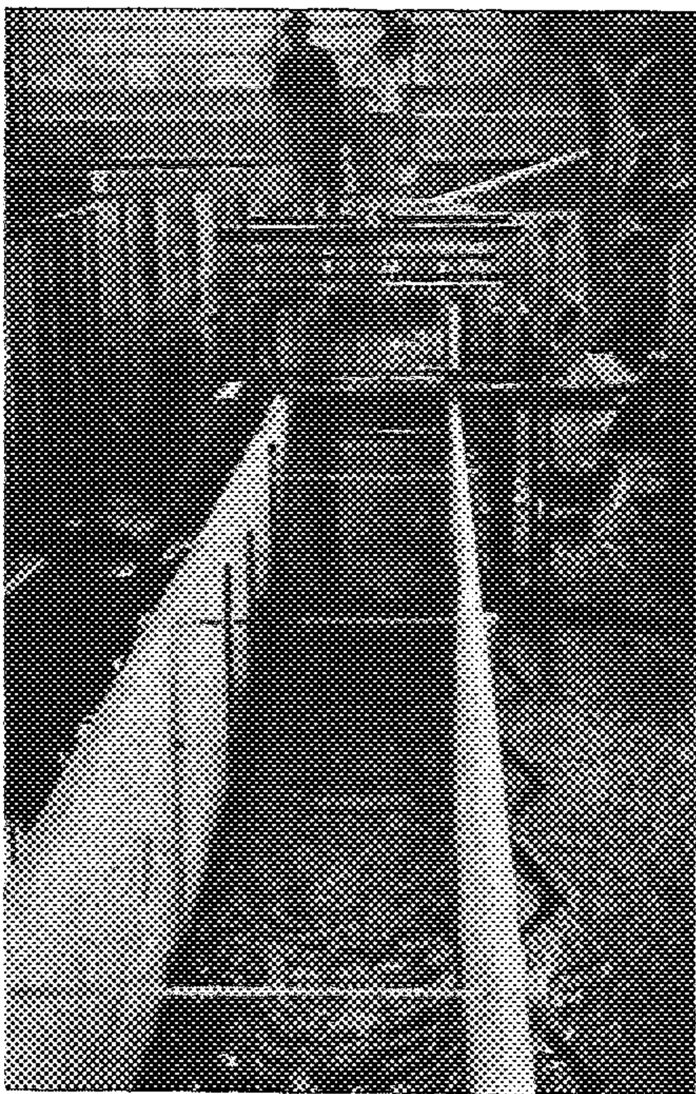
2° Un second modèle (*fig.* 4) utilise un barrage de 1,30 m de hauteur placé dans un canal rectangulaire de 1 m de largeur et 2 m de hauteur; le siphon a un diamètre intérieur de 0,10 m. Avec ou sans déversement


Fig. 1


Fig. 2


Fig. 3


Fig. 6


Fig. 4

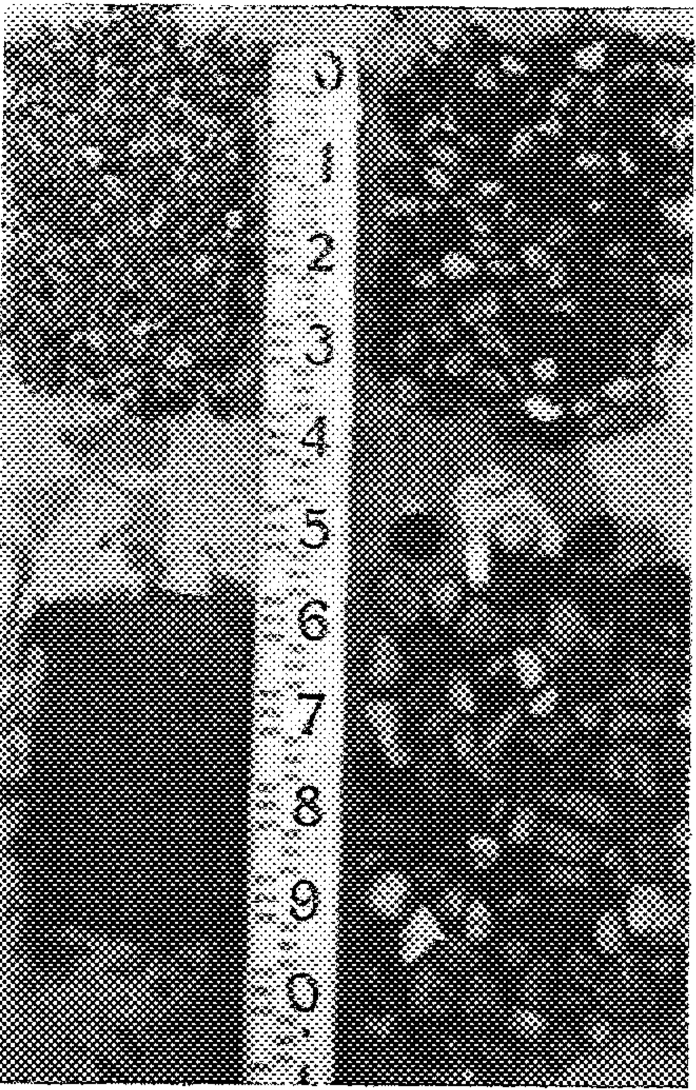


Fig. 5

sur le seuil, on verse au pied amont du barrage, des galets ou graviers qui sont aspirés par le siphon : on voit sur la figure 5 la photographie des matériaux recueillis à l'aval, graviers d'un poids unitaire moyen de 5,5 g et galets dont certains pèsent jusqu'à 200 g.

3° D'autres expériences ont été effectuées dans un canal à paroi vitrée de 0,60 m de largeur et 2 m de hauteur, comportant un seuil déversant de 1,20 m de hauteur, le siphon ayant un diamètre intérieur de 0,10 m (*fig.* 6). Avec ce canal, les expériences ont porté sur la formation d'un cratère obtenu sans déversement par la seule action du siphon avec des graviers d'un poids moyen de 5,5 g disposés à l'amont, en couches de différentes hauteurs, la plus grande étant de 0,75 m.

Première remarque. — Dans certains cas, il peut être avantageux, au point de vue des affouillements, de redresser l'extrémité aval du siphon en lui donnant une contre-pente au-dessus de l'horizontale voisine de 45°, de façon à éloigner du pied du barrage le point de chute du jet.

Deuxième remarque. — La puissance d'entraînement mise en évidence par ces expériences souligne l'efficacité du dispositif d'extraction de vase faisant l'objet de l'article de M. Bafour, paru dans la revue *Travaux*, de septembre 1954.

(*) Séance du 10 mars 1958.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Isophotooxydes cyclopentadiéniques.*

Note (*) de MM. Charles Dufraisse, Guy Rio et Jean-Jacques Basselier.

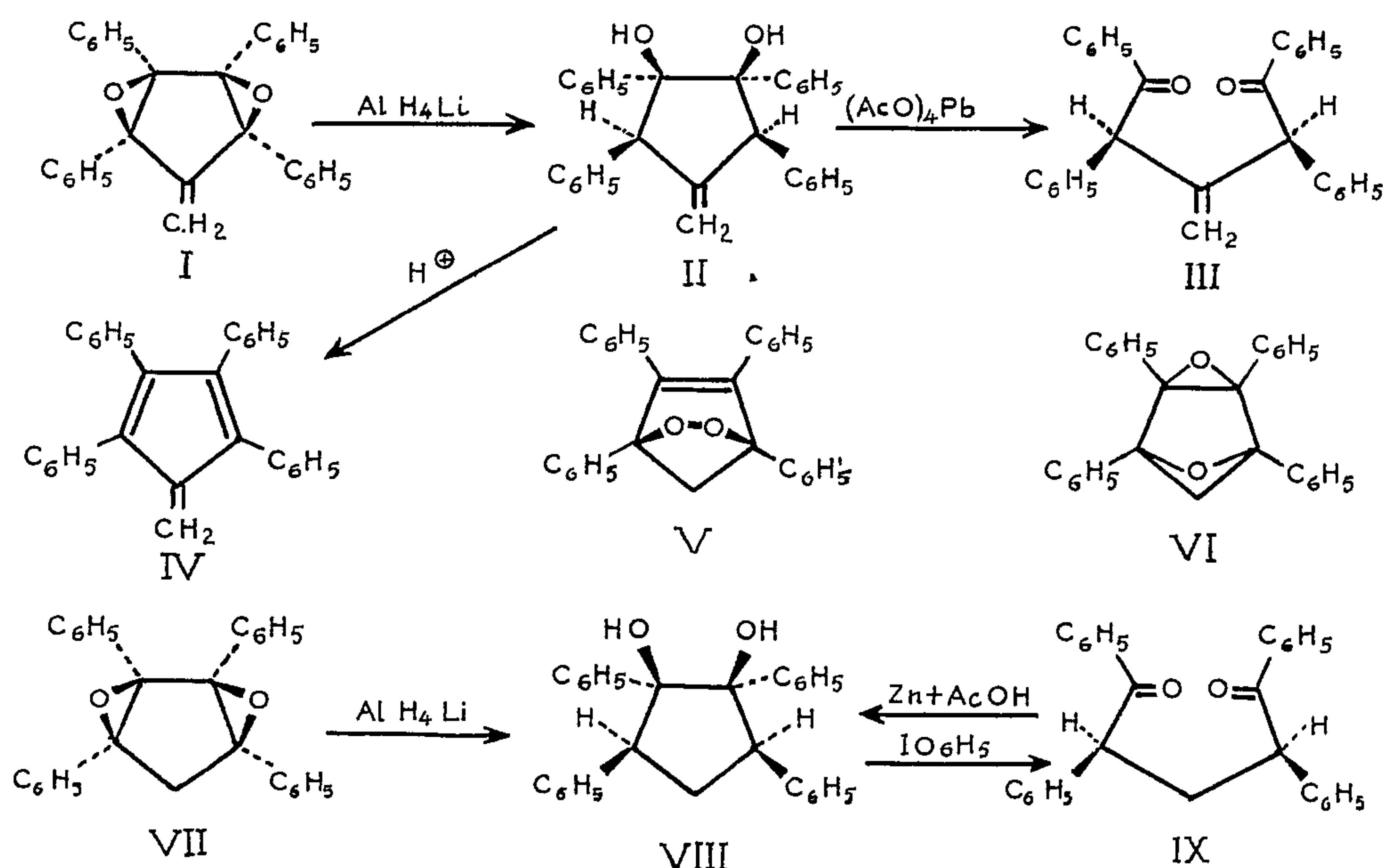
L'isomère du photooxyde de tétraphényl-2.3.4.5 cyclopentadiène-2.4 est le diépoxyde-2.3-4.5, qui est réduit par AlH_4Li en tétraphényl-2.3.4.5 cyclopentanediol-3.4, scindé par oxydation en didésylméthane. Des transformations parallèles (diol et dicétone correspondants) démontrent que le produit de la photooxydation du tétraphényl-2.3.4.5 fulvène est un diépoxyde-2.3-4.5. Configurations stéréochimiques.

L'irradiation, en présence d'oxygène, de solutions diluées de tétraphényl-2.3.4.5 fulvène, IV, conduit à un corps incolore, non peroxydique, pour lequel une structure diépoxydique, I, fut proposée [1]. Les propriétés de ce corps sont analogues à celles de l' « isooxyde » provenant de l'isomérisation du photooxyde, V [2], de tétraphényl-2.3.4.5 cyclopentadiène-2.4, transformation très facile qui se fait par chauffage à sec ou au reflux du xylène.

1° Avant de déterminer la structure du produit de photooxydation du fulvène, IV, il était bon d'élucider complètement celle, plus simple, de l'isooxyde de tétraphénylcyclopentadiène.

Deux structures, VI et VII, furent avancées précédemment [2] pour

cet isooxyde, avec, cependant, une préférence pour la seconde, bien plus vraisemblable. En effet, la transformation du photooxyde V en l'isooxyde VII, n'exige aucune transposition d'atomes, mais simplement la rupture de la liaison O—O, un léger éloignement de ces deux atomes, et un réarrangement électronique. La formation de VI nécessiterait au contraire un remaniement plus important de la molécule. Toutefois des arguments plus catégoriques permettent un choix décisif.



Le corps est réduit par l'aluminohydrure de lithium en un tétraphényl-2.3.4.5 cyclopentanediol-3.4, VIII, $C_{29}H_{26}O_2$, F_{inst} 142-143°. Or, nous avons trouvé que ce diol est identique à celui que Wislicenus obtint, il y a longtemps ([3]), par réduction cyclisante du didésylméthane, IX, ce qui prouve la distribution en 3 et 4 des deux hydroxyles.

Comme confirmation, nous avons réalisé le retour au didésylméthane, IX, $C_{29}H_{24}O_2$, F_{inst} 146-147°, au moyen de l'acide periodique en milieu acétique, ou du tétracétate de plomb en milieu benzénique neutre.

L'obtention du diol VIII, par hydrogénation de l'isooxyde, ne peut s'interpréter simplement que si l'on admet, pour celui-ci, la structure VII, avec deux groupements époxydiques trigonaux, et non pas celle de la formule VI, avec un époxyde tétragonal, formule qui se trouve ainsi définitivement éliminée. L'isomère du photooxyde V est donc le diépoxy-2.3-4.5 tétraphényl-2.3.4.5 cyclopentane, VII.

Il en résulte également que, comme on pouvait le supposer *a priori*, l'attaque de chaque fonction époxyde par l'ion hydrure (provenant

de $Al H_4 Li$), réactif nucléophile, a lieu sur le carbone le moins encombré stériquement, donc sur le carbone voisin du méthylène en 1, non substitué, d'où les positions 3 et 4 imposées aux hydroxyles.

Des renseignements supplémentaires, de nature stérique, sur la configuration du diol VIII, nous sont fournis par l'étude de son spectre d'absorption dans l'infrarouge. En solution diluée, ce corps présente deux bandes dans la région des 3 μ, qui sont dues, l'une aux hydroxyles libres (3 562 cm^{-1}), l'autre aux hydroxyles liés intramoléculairement (vers 3 500 cm^{-1}). On peut en conclure que les deux hydroxyles sont très probablement en position cis. Par voie de conséquence, l'isooxyde initial doit avoir lui-même la structure doublement cis, figurée en VII, où les deux oxygènes sont d'un même côté du plan du cycle. En effet, les deux oxygènes ont déjà chacun une liaison du même côté de ce cycle, ils doivent donc y avoir aussi leurs deux autres, puisque les cycles courts n'admettent pas la configuration trans pour la fonction oxyde d'éthylène.

On peut aller plus loin. Il est admis que l'ouverture du cycle époxydique des oxydes d'éthylène, sous l'influence d'un réactif nucléophile, est accompagnée d'une inversion de la configuration du carbone attaqué ([4]), la configuration de l'autre carbone étant inchangée. Dès lors, chaque phényle en 2, ou bien en 5, du diol VIII est en position trans par rapport au phényle voisin, c'est-à-dire respectivement en 3 ou bien en 4. La configuration stéréochimique complète du diol, ainsi précisée, est figurée sur la formule VIII.

Accessoirement, la configuration stéréochimique du didésylméthane se trouve fixée par là-même. La scission oxydante du diol ne les affectant pas, les carbones 2 et 5 ne courent pas le risque d'inversion et gardent leurs structures énantiomorphes, l'une par rapport à l'autre; par suite, le didésylméthane résultant de l'ouverture du cycle aura la configuration plan-symétrique, représentée par la formule IX, et qu'on peut appeler « érythro ».

2° Les résultats obtenus avec l'isooxyde fulvénique, I, sont comparables aux précédents. Ce corps est réduit par l'aluminohydrure de lithium en un diol, $C_{30} H_{26} O_2$, F_{inst} 138-140°, incolore. Par analogie avec le diol précédent, VIII, nous lui attribuons la formule II. Ce diol II est un corps peu stable; il est particulièrement sensible à l'action des acides, puisqu'un acide même faible, comme l'acide acétique, le déshydrate en redonnant le fulvène IV. Cette déshydratation est, sans doute, facilitée par le fait que le fulvène résultant possède une structure stabilisée par résonance. Ce n'est pas le cas, du moins au même degré, pour le tétraphényl-2.3.4.5 cyclopentadiène dont le diol correspondant, VIII, n'est déshydraté qu'en présence d'acide fort ([3]).

La scission oxydante du diol II confirme bien qu'il s'agit, ici encore,

d'un α-diol. Mais il n'est pas possible pour celà d'employer l'acide periodique en milieu acétique, mélange qui agit comme déshydratant et non comme oxydant. Le tétracétate de plomb, au contraire, en présence de carbonate de sodium, en milieu benzénique anhydre, conduit normalement à la dicétone III, ou as-didésyléthylène, $C_{30}H_{24}O_2$, F_{inst} 128-129°.

On aurait pu craindre que, dans le cas présent, le méthylène fixé au carbone 1 ne modifiât la réactivité des carbones 2 et 5. Apparemment, il n'en est rien. Les attaques nucléophiles des deux cycles ont lieu également sur ces carbones 2 et 5, qui sont, comme dans le cas précédent, les moins encombrés.

Les mêmes considérations que celles qui sont évoquées plus haut permettent d'attribuer au produit d'irradiation du tétraphénylfulvène, au diol et à la dicétone correspondants, les configurations stéréochimiques complètes représentées sur les formules I, II et III.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) Ch. Dufraisse, A. Étienne et J.-J. Basselier, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2209.

(2) J. Aubry, *Thèse*, Paris, 1957.

(3) J. Wislicenus et A. Carpenter, *Liebigs Ann.*, 302, 1898, p. 223.

(4) J. Mathieu et A. Allais, *Principes de Synthèse organique* (Collection L. Velluz), Masson et Cie, Paris, 1957, p. 455.

M. **Louis de Broglie** dépose sur le Bureau un Ouvrage intitulé : *Actes des Journées d'étude « Mesure et Connaissance »*, contenant notamment des articles de MM. Albert Pérard, André Danjon et Georges Darmois.

DÉSIGNATIONS.

M. **Joseph Pérès** est désigné pour représenter l'Académie au 77e *Congrès annuel* que l'*Association française pour l'avancement des sciences* tiendra à Namur du 15 au 20 juillet 1958.

L'Académie est invitée à constituer un Comité chargé d'élaborer un projet de participation nationale au programme scientifique établi par le *Comité spécial des recherches antarctiques*. MM. **Ch. Maurain**, **P. Lejay**, **P. Fallot**, **A. Danjon**, **P.-P. Grassé**, **L. Leprince-Ringuet** et **P. Tardi**, sont désignés, étant entendu qu'ils s'adjoindront toutes les personnalités qu'ils jugeront utiles.

CORRESPONDANCE.

M. **Detlev W. Bronk**, Correspondant de l'Académie, Président de la **National Academy of Sciences** de Washington, signale que cette Académie a décidé de mettre à la disposition des chercheurs français de nouvelles bourses pour leur permettre de venir aux États-Unis poursuivre pendant deux ans leurs recherches avec des savants américains.

L'Académie est informée de la réunion à Munich du 24 au 28 août 1958, du VI[e] **Congrès international sur les recherches relatives aux noms géographiques et de personnes.**

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *D'une technique nouvelle en matière de travaux hydrauliques*, par Pierre Monnet;

2° Congrès géologique international. Commission de stratigraphie. *Lexique stratigraphique international.* Volume VI, *Océanie*, sous la direction de Jacques Avias : fascicule 5 : *Australie*, sous la direction de N. H. Fisher et L. C. Noakes;

3° Instituto Mexicano de Recursos naturales renovables, A. C. 5 *Años, Inauguration des nouveaux bâtiments de l'Institut*;

4° *Dissertationen der Technischen Hochschule Hannover*. N° 2, 1956.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur certains problèmes mixtes quasi linéaires.* Note (*) de M. **Jacques-Louis Lions**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Résolution de problèmes mixtes quasi linéaires, pour des classes d'opérateurs paraboliques, d'ordre quelconque, avec des conditions aux limites, linéaires ou non, très générales.

1. On donne deux espaces de Hilbert, V et H, avec $V \subset H$, l'injection de V dans H étant continue; (f, g) désigne le produit scalaire dans H, $|f|$ la norme dans H, $\|u\|$ dans V. Pour tout $t \in [0, \mu]$, $\mu < \infty$, on donne une forme $a(t; u, v)$ sesquilinéaire continue sur V.

Hypothèse (I) : $t \rightarrow a(t; u, v)$ est, pour tout u, $v \in V$, une fois continûment différentiable dans $[0, \mu]$; $a(t; u, v) = \overline{a(t; v, u)}$ pour tout u, $v \in V$; il existe λ tel que $a(t; u, v) + \lambda |v|^2 \geq \alpha \|v\|^2$, $\alpha > 0$, $t \in [0, \mu]$, $v \in V$.

Soit maintenant W un espace de Banach; avec $V \subset W \subset H$, les injections

étant continues; pour tout $w \in W$, on donne une famille de formes sesquilinéaires $b(t; v, f; w)$, continues sur $V \times H$, $u \in V$, $f \in H$.

Hypothèse (II) : Pour tout $w \in L^2(0, \mu; W)$ (¹) la fonction

$$b(t; u, f; w(t)), \qquad u \in V, f \in H,$$

est mesurable et bornée en module par $M \| u \| . |f|$, M étant une constante *indépendante de w*. Si $w_n \to w$ dans $L^2(0, \mu; W)$, on a

$$\int_0^{\mu} | b(t; u(t), f(t); w_n(t)) - b(t; u(t), f(t); w(t)) | \, dt \to 0$$

$u \in L^2(0, \mu; V)$ donnée, uniformément pour f dans un borné de l'espace $L^2(0, \mu; H)$.

On désigne par F l'espace des fonctions $u \in L^2(0, \mu; V)$ telles que $u' \in L^2(0, \mu; H)$ (²), avec $u(0) = 0$.

Hypothèse (III). : L'injection de F dans $L^2(0, \mu; W)$ est complètement continue.

Problème 1. — On cherche u dans F, vérifiant

$$(1) \quad \int_0^{\mu} [a(t; u(t), h(t)) + b(t; u(t), h(t); u(t)) + (u'(t), h(t))] \, dt = \int_0^{\mu} (f(t), h(t)) \, dt$$

pour tout $h \in L^2(0, \mu; V)$.

Il s'agit là de problèmes mixtes faibles non linéaires. Pour les cas linéaires, *cf.* (³).

THÉORÈME. — *Si les hypothèses* (I), (II), (III) *ont lieu, il existe u dans* F *solution de* (1).

Plan de la démonstration : 1° pour $w \in L^2(0, \mu; W)$, on résout le problème linéaire

$$(2) \quad \int_0^{\mu} [a(t; u(t), h(t)) + b(t; u(t), h(t); w(t)) + (u'(t), h(t))] \, dt = \int_0^{\mu} (f(t), h(t)) \, dt,$$

$u \in F$, $h \in L^2(0, \mu; V)$. Par des méthodes très voisines de Lions, Tech. Report cité en (³), ou de (⁴), on montre l'existence de u vérifiant (2), $u \in F$. L'unicité se démontre par la méthode de Ladyzenskaya, *loc. cit.* en (³).

2° On a donc défini une application $w \to T(w) = u$ de $L^2(0, \mu; W)$ dans F. On montre que la restriction de cette application à F vérifie les conditions d'application du théorème du point fixe de Schauder, d'où le théorème.

2. *Applications.* — Soit Ω un ouvert de R^n; $H^k(\Omega)$ désigne l'espace des fonctions $u \in L^2(\Omega)$ telles que les dérivées distributions de u (⁵) d'ordre $\leq k$ soient dans $L^2(\Omega)$; si $|u|$ est la norme dans $L^2(\Omega)$, on pose

$$\| u \|_k^2 = \sum_{|p| \leq k} | D^p u |^2,$$

on désigne par $H_0^k(\Omega)$ l'adhérence dans $H^k(\Omega)$ des fonctions à support compact dans Ω. On prend $H = L^2(\Omega)$, V sous-espace vectoriel fermé de $H^m(\Omega)$, contenant $H_0^m(\Omega)$. On donne

$$a(t;\, u,\, v) = \sum_{|p|,|q|\leq m} \int a_{pq}(x,\, t)\, D^q u\, \overline{D^p v}\, dx, \qquad a_{pq}(x,\, t) \in L^\infty(\Omega);$$

on suppose que (I) a lieu ([6]).

Si $w \in H^{m-1}(\Omega)$, $D^{m-1} w(x)$ désigne l'ensemble des dérivées de w d'ordre $\leq m-1$; soit N le nombre de ces dérivées; on donne une famille de fonctions $b_p(x,\, t,\, \lambda)$, $x \in \Omega$, $t[0,\, \mu]$, $\lambda \in C^N$, continues et *bornées*, $|p| \leq m$. On prend

$$b(t;\, u,\, f;\, w(t)) = \sum_{|p|\leq m} \int_\Omega b_p(x,\, t,\, D^{m-1} w(x,\, t))\, D^p u(x) \overline{f(x)}\, dx;$$

on vérifie que (II) a lieu. Ceci est également vrai si l'on suppose seulement les $b_p(x,\, t,\, \lambda)$ mesurables en x, t, continues en λ ([7]).

Si Ω est un ouvert borné de frontière régulière, (III) a lieu. Donc le théorème du n° 1 s'applique. Ceci résout les problèmes aux limites mixtes, faibles, pour les opérateurs

$$(3) \qquad \sum_{|p|,|q|\leq m} (-1)^{|p|} D_x^p (a_{pq}(x,\, t)\, D_x^q u) + \sum_{|p|\leq m} b_p(x,\, t,\, D_x^{m-1} u(x,\, t))\, D_x^p u + D_t u.$$

Les conditions aux limites sont linéaires, indépendantes de la forme $b(t;\, u,\, f;\, w)$; elles sont définies à partir de V et $a(t;\, u,\, v)$ [*cf.* ([8])]. On peut par exemple prendre des conditions aux limites *mêlées*.

On a des résultats analogues sur des ouverts non bornés, les coefficients $a_{pq}(x,\, t)$ étant infinis à l'infini sur Ω.

3. On a des résultats analogues pour les opérateurs

$$\sum_{|p|,|q|\leq m} (-1)^{|p|} D_x^p (a_{pq}(x,\, t)\, D_x^q u) + b(x,\, t,\, D_x^{m-1} u(x,\, t)) + a_1(x,\, t)\, D_t u + D_t^2 u \quad ([9]).$$

(*) Séance du 10 mars 1958.

([1]) Espace des fonctions de carré sommable sur $(0,\, \mu)$ à valeurs dans W.

([2]) u' désigne la dérivée (distribution vectorielle) de u par rapport à t.

([3]) S. L. Soboleff, *Doklady*, 49, 1945, p. 12-15; O. A. Ladyzenskaya, *Mat. Sbornik*, 39, 1956, p. 491-524; I. M. Visik, *Mat. Sbornik*, 39, 1956, p. 50-148; O. A. Ladyzanskaya-I. M. Visik, *Ousp. Mat. Nauk*, 11, 1956, p. 41-97; J. L. Lions, *Techn. Report*, Lawrence, The Univ. of Kansas, 1957, p. 1-101.

([4]) F. Trèves, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2454.

([5]) L. Schwartz, *Théorie des distributions*, Hermann, Paris, 1950-1951.

([6]) Ceci est une hypothèse d'ellipticité sur l'opérateur $\sum (-1)^{|p|} D_x^p (a_{pq}(x,\, t)\, D_x^q)$.

([7]) *Cf.* G. Scorza-Dragoni, *Rend. Sem. Padova*, 17, 1498, p. 102-106; G. Stampacchia,

Ricerche di Matematica, 1, 1952, p. 27-54; E. GAGLIARDO, *Ricerche di Matematica*, 5, 1956 p. 239-257.

(8) LIONS, Tech. Report cité en (3) et *Acta Math.*, 94, 1955, p. 13-153.

(9) Si $m = 1$ (et seulement dans ce cas) l'opérateur est hyperbolique; dans ce cas, pour les conditions aux limites de Dirichlet, des résultats plus généraux sont dus à M. KRZYZANSKI et J. SCHAUDER, *Studia Math.* 6, 1936, p. 162-189. Pour le problème de Cauchy et des opérateurs hyperboliques d'ordre quelconque, *cf.* LERAY, *Cours de Princeton*, 3e partie.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Expression asymptotique des sommes de Fejer pour les développements de polynomes orthogonaux classiques.* Note (*) de M. **ROBERT CAMPBELL**, présentée par M. Joseph Pérès.

De précédentes recherches (1) ont permis de déterminer effectivement toutes les moyennes de Cesaro (d'ordre entier) pour le développement d'une fonction en série de polynomes de Laguerre et d'Hermite. Le procédé employé ne s'appliquait pas directement au cas des polynomes de Jacobi (ni même à leurs cas particuliers), qui constituent l'autre classe de polynomes « classiques ».

La présente Note utilise un procédé voisin pour obtenir l'expression *asymptotique* du noyau des sommes de Fejer pour ces séries à $O(1/n)$ près.

La méthode est fondée sur deux remarques :

1° Tout polynome de Jacobi P_n a pour dérivé un autre polynome de Jacobi.

2° En posant, comme il est habituel $N = n + (1/2)(\gamma + 1)$ $(\gamma = \alpha + \beta)$, les coefficients de la formule de récurrence de ces polynomes sont tous de la forme $\text{Cte} + O(1/N^2)$ comme on s'en rend compte en écrivant cette formule sous la forme suivante ($J_n^{\alpha,\beta}$ désignant le polynome de Jacobi *normé*) :

$$\sqrt{N}\left(x + \frac{B_{n+1}}{A_{n+1}}\right) J_n^{\alpha,\beta} = \frac{L\left(N+\frac{1}{2}\right)}{\sqrt{N+1}} J_{n+1}^{\alpha,\beta} + \frac{L\left(N-\frac{1}{2}\right)}{\sqrt{N-1}} J_{n-1}^{\alpha,\beta},$$

où

$$\frac{B_{n+1}}{A_{n+1}} = \frac{\alpha^2-\beta^2}{4N^2-1} \quad \text{et} \quad L^2(q) = \left[q^2 - \left(\frac{\alpha-\beta}{2}\right)\right]\left[q^2 - \left(\frac{\alpha+\beta}{2}\right)^2\right].$$

Le calcul déjà effectué, valable pour tous les polynomes orthogonaux *classiques normés*, donne alors, avec les notations précédemment employées (2) :

$$U_n(x) = \frac{\gamma+1}{2}\,\frac{x}{N} + \frac{\alpha-\beta}{N(2N+1)}.$$

Remplaçant alors dans l'expression $\Sigma V_n P_n \overline{P}'_n$ [*cf.* (2), p. 399, (6)] P_n par $J_n^{\alpha,\beta}$ et P'_n par $(1/2)[N^2-(1/4)(\gamma+1)^2]^{1/2}\Pi_n$ (où $\Pi_n = J_{n-1}^{\alpha+1,\beta+1}$), le calcul de la quantité Σ_n^1 figurant dans la moyenne $(C\,1)$ se ramène à celui de la quantité

$$\sum_n \left[\frac{\gamma+1}{2}\,\frac{x}{N} + 2(\alpha-\beta)\,O\left(\frac{1}{N^2}\right)\right] P_n \overline{P}_n + \sum_n (1-x^2)\left[1-\left(\frac{\gamma+1}{2N}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \overline{\Pi}_n P_n.$$

La méthode déjà employée fournit pour le premier terme la valeur de l'expression précédente

$$\frac{\gamma+1}{2N}x\Sigma_n^0 - \Sigma_0^0 + O\left(\frac{1}{N^2}\right) \qquad \text{où} \quad \Sigma_n^0 = P_n\overline{P}_{n-1} - \overline{P}_n P_{n-1}$$

[quantité qui rentre dans $O(1/N)$], et pour le second l'expression

$$\Lambda_n = \frac{1}{x-t}[(1-t^2)\overline{\partial}_{n-1} - \overline{\partial}_0 - (1-x^2)\partial_{n-1} - \partial_0] + O\left(\frac{1}{N}\right),$$

où

$$\partial_n = P_n\overline{\Pi}_{n-1} - \overline{\Pi}_n P_{n-1}.$$

On a ainsi [(2), p. 399, (9)] : $2\Sigma_n^1 = \Sigma_n^0 + \Lambda_n$ et la somme de Fejer cherchée est

$$\sigma_n^1(x) = \frac{1}{n+1}\int_{-1}^{+1}\frac{\Sigma_n^1(x,t)}{x-t}f(t)\,dt.$$

L'expression asymptotique classique habituelle pour n grand (3) des polynomes de Jacobi permet d'écrire la valeur asymptotique de σ_n^1. Les propriétés du noyau de l'intégrale obtenue seront étudiées dans une Note ultérieure.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 773; *Ann. Éc. Norm. Sup.*, 71, 1954, p. 389-419; *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 882.

(2) *Ann. Éc. Norm. Sup.*, 71, 1954, p. 397-399.

(3) *Cf.* par exemple Tricomi, *Vorlesungen über Orthogonalreihen*, Springer-Verlag 1955.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur une sous-classe de la classe* $L_1(-\infty, \infty)$. Note (*) de M. **Nicolas K. Artémiadis**, présentée par M. Georges Darmois.

Notations. — Nous désignons par $\hat{f}(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\,e^{i\alpha x}\,dx$ la transformée de Fourier d'une fonction $f \in L_1(-\infty, \infty)$ et par $f\star g = \int_{-\infty}^{\infty} f(y)g(x-y)\,dy$ le produit de convolution des fonctions f et g. $R_e a$ sera la partie réelle de a.

1. Dans une Note antérieure (1) nous avons démontré le théorème suivant :

Théorème I. — *Hypothèses :* $f(x) \in L_1(0, \infty)$; $R_e\hat{f}(\alpha) \geqq 0$; *il existe un nombre c tel que* $R_e c > 0$ *et* $\int_0^1 |f(t) - c|(dt/t) < \infty$; *Posons* $2f(0) = c$.

Conclusion. — $|f(x)| \leqq 2R_e f(0)$ *presque partout.*

De ce théorème découle immédiatement la proposition suivante :

Proposition. — *Hypothèses :* $f(x) \in L_1(0, \infty)$; $f(x) \not\equiv 0$; $R_e\hat{f}(\alpha) \geqq 0$; *il existe un nombre c tel que* $\int_0^1 |f(t) - c|(dt/t) < \infty$.

Conclusion : $R_e c > 0$.

2. DÉFINITION DE LA CLASSE $\mathcal{D}$. — Nous dirons qu'une fonction $g(x)$ appartient à la classe $\mathcal{D}$ si :

1° $g(x) \in L_1(0, \infty)$.

2° $R_e \hat{g}(\alpha)$ est de signe constant.

3° Il existe un nombre c tel que $\int_0^1 |g(t) - c| (dt/t) < \infty$.

4° $\| g(x+t) - g(x) \|_{L_1} = O(t^\varepsilon)$, $(\varepsilon > 0,\ t \to 0)$.

Remarque. — La classe $\mathcal{D}$ n'est pas vide. La fonction $g(x)$ égale à e^{-x} pour $x \geqq 0$ et à zéro pour $x < 0$, appartient à $\mathcal{D}$.

THÉORÈME II. — *Si $g(x) \in \mathcal{D}$ et $g_1(x) \in \mathcal{D}$ alors $g(x) g_1(x) \in \mathcal{D}$.*

Démonstration. — On peut supposer que $R_e \hat{g} \geqq 0$, $R_e \hat{g}_1 \geqq 0$, et que $g(x) \not\equiv 0$, $g_1(x) \not\equiv 0$. Il résulte du théorème I que les fonctions de la classe $\mathcal{D}$ sont presque partout bornées et comme elles appartiennent à $L_1(0, \infty)$, elles appartiennent, ainsi que le produit d'un nombre fini de telles fonctions, à $L_p(0, \infty)$ ($p \geqq 1$ entier). Soit c et c_1 ($R_e c > 0$, $R_e c_1 > 0$) des nombres correspondant à $g(x)$ et $g_1(x)$. On a $|g(x)| \leqq R_e c$ p. p, $|g_1(x)| \leqq R_e c_1$ p. p. Posons $g_2(x) = \bar{g}_1(x')$. On a $R_e \hat{g}_2(\alpha) \geqq 0$.

Considérons un nombre réel τ, un nombre $\rho > 0$, et posons

$$A_\rho = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\rho \alpha^2} \hat{g}(\alpha + \tau)\, \hat{g}_2(\alpha)\, d\alpha, \qquad B_\rho = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\rho \alpha^2} \hat{g}(\alpha + \tau)\, \hat{\bar{g}}_2(\alpha)\, d\alpha,$$

$$K_\rho(\tau) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\rho \alpha^2} \hat{g}(\alpha + \tau)\, R_e \hat{g}_2(\alpha)\, d\alpha = A_\rho + B_\rho,$$

$$h(x) = (g e^{i\tau x}) \star g_2(x), \qquad h_1(x) = (g e^{i\tau x}) \star g_1(-x),$$

On trouve que $\int_0^1 |h(t) + h(-t) - 2h(0)| (dt/t) < \infty$, d'où

$$0 = h(0) = \lim_{0 < R = \infty} \frac{1}{2\pi} \int_{-R}^{R} \hat{h}(\alpha)\, d\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} [\hat{h}(\alpha) + \hat{h}(-\alpha)]\, d\alpha.$$

Il en résulte que $\lim_{\rho = 0} A_\rho = 0$. De même en tenant compte de la propriété 4° on trouve $\lim_{\rho = 0} B_\rho = \widehat{g g_1}$. Mais on constate que $R_e K_\rho(\tau) \geqq 0$, d'où $R_e (\widehat{g g_1}) \geqq 0$. On démontre facilement aussi que $\int_0^1 |g g_1 - c c_1| (dt/t) > \infty$, et que la fonction $g g_1$ possède la propriété 4°. Le théorème est démontré.

THÉORÈME III. — *Les nombres c introduits dans la définition de la classe $\mathcal{D}$ sont des nombres réels.*

Démonstration. — Soit $g(x) \in \mathcal{D}$, $g_1(x) \in \mathcal{D}$ et $c = \mu_1 + i\mu_2$, $c_1 = \nu_1 + i\nu_2$ les nombres correspondant à ces fonctions. On suppose $R_e \hat{g} \geqq 0$, $R_e \hat{g}_1 \geqq 0$. On a vu (th. II) que $g g_1 \in \mathcal{D}$, et que $c c_1$ est le nombre correspondant à $g g_1$.

Donc d'après la « proposition » du paragraphe 1 on a

$$(1) \qquad \mu_1 > 0, \qquad \nu_1 > 0, \qquad \frac{\mu_2 \nu_2}{\mu_1 \nu_1} < 1.$$

Choisissons $g(x) \equiv g_1(x)$. De (1) résulte

$$(2) \qquad -\frac{\pi}{4} < \arg c < \frac{\pi}{4}.$$

En appliquant (2) à la fonction g^k et en remarquant que cette inégalité est vraie pour n'importe quel entier $k > 0$, on en conclut que c est réel et positif.

C. Q. F. D.

Remarque. — On voit facilement qu'à chaque $f \in \mathcal{D}$ correspond un *seul* nombre réel c. D'autre part si c est un nombre réel, il existe au moins une fonction de $\mathcal{D}$ telle que $\int_0^{1'} |f(t) - c| (dt/t) < \infty$.

Notons qu'il est possible qu'à deux fonctions différentes de $\mathcal{D}$ correspond un même nombre c. Remarquons enfin que si R est la relation d'équivalence : $f_1 R f_2 \Leftrightarrow c_1 = c_2$, l'ensemble quotient $\mathcal{D}/R$ est en correspondance biunivoque avec la droite réelle et que l'ensemble $(\mathcal{D}/R) - \{0\}$ peut être muni, d'une manière évidente, d'une structure de groupe topologique.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 544. Le même travail paraîtra dans les *Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*, fasc. 4, 1957.

TOPOLOGIE ALGÉBRIQUE. — *Tableau spectral associé à une application périodique.* Note (*) de M. **Italo Giorgiutti**, présentée par M. Jean Leray.

A un complexe avec groupe cyclique d'opérateurs permis, on attache un bicomplexe dont l'une des suites spectrales est celle de MM. Cartan et Leray; nous explicitons l'autre à l'aide du tableau spectral introduit par M. Deheuvels, et les invariants qui apparaissent alors sont ceux de Smith. Nous commençons ensuite l'étude du couple formé d'un espace muni d'un préfaisceau sur lesquels opère un groupe cyclique.

1. Soient $X = \sum_{n=n_0}^{\infty} X^n$ un complexe muni d'une différentielle de degré 1, qui commute avec une transformation t de période k, π le groupe cyclique engendré par t. Z admet la résolution $Z(\pi)$-projective :

$$0 \leftarrow Z \leftarrow A_0 \overset{\partial_1}{\leftarrow} A_1 \leftarrow \ldots \overset{\partial_q}{\leftarrow} A_q \leftarrow \ldots,$$

où $A_q \approx Z(\pi)$, $\partial_{2n+1}(x) = (1 - t)x$, $\partial_{2n}(x) = (1 + t + t^2 + \ldots + t^{k-1})x$ pour $x \in A_q$. Nous désignerons le bord (∂_{2n} ou ∂_{2n}) par d''.

D'après Cartan [*cf.* (1), exp. 11] considérons le groupe $C = \Sigma C^{p,q}$ où $C^{p,q} = \mathrm{Hom}(A_q, X^p)$.

C possède deux bords partiels compatibles d' et d'' et un bord total d défini par

$$\underline{(df)x = d'(f(x)) + (-1)^p f(d''x)}, \qquad \text{où } f \in C^{p,q} \text{ et } x \in A_q.$$

C a ainsi une structure de bicomplexe à laquelle sont associées deux suites spectrales. La première de ces suites a été étudiée par exemple dans ([1]), exp. XI, etc. Nous expliciterons la seconde à l'aide du tableau spectral de M. Deheuvels [*cf.* ([2]), p. 91].

Z, H (resp. Z_I, H_I; Z_{II}, H_{II}) désignent les cycles, l'homologie pour d (resp. d'; d'').

Partons des suites exactes :

(1) $$0 \to Z_{II}C^{p,q} \xrightarrow{\mathfrak{i}} C^{p,q} \xrightarrow{\mathfrak{J}} d''C^{p,q} \to 0,$$

(2) $$0 \to d''C^{p,q-1} \xrightarrow{i} Z_{II}C^{p,q} \xrightarrow{j} H_{II}^{p,q}(C) \to 0.$$

La différentielle d', appliquée à (1) et (2), donne

(3) $$0 \to H_I^{0,q}(Z_{II}C) \xrightarrow{\mathfrak{i}^*} H_I^{0,q}(C) \xrightarrow{\mathfrak{J}^*} H_I^{0,q+1}(d''C) \xrightarrow{\Delta^*} H_I^{1,q}(Z_{II}C) \to \ldots,$$

(4) $$0 \to H_I^{0,q}(d''C) \xrightarrow{i^*} H_I^{0,q}(Z_{II}C) \xrightarrow{j^*} H_I^{0,q}(H_{II}(C)) \xrightarrow{\partial^*} H_I^{1,q}(d''C) \to \ldots,$$

$C^{p,q} = \mathrm{Hom}_\pi(A_q, X^p)$ est canoniquement isomorphe à X^p auquel on l'identifiera.

Posons

$${}^{\rho}X^p = \mathrm{Im}_\rho(X^p \to X^p), \qquad \text{avec } \rho = \tau = 1 - t \quad \text{ou bien } \rho = \sigma = 1 + \ldots + t^{k-1},$$
$$\overset{-1}{\rho}X^p = \ker_\rho(X^p \to X^p)$$

c'est ce dernier groupe que Smith appelait les ρ-cochaînes.

Posons enfin (avec $\rho = \sigma$ si $p = 2n$, et $\rho = \tau$ si $q = 2n$)

$$\overset{-1}{\rho}H^p(X) = H_I(\overset{-1}{\rho}X^p) = H_I^{p,q}(Z_{II}C),$$

ce sont les groupes de ρ-homologie au sens de Smith.

$${}^{\rho}H^p(X) = H_I({}^{\rho}X^p).$$

Alors

$$\begin{aligned}
d''C^{p,q-1} &= (1 - t)C^{p,q-1} = {}^{\tau}X^p && \text{si } q = 2n \\
&= (1 + t + \ldots + t^{k-1})C^{p,q-1} && \text{si } q = 2n + 1 \\
Z_{II}C^{p,q} &= \overset{-1}{\tau}X^q \quad \text{si } q = 2n \quad \text{et} \quad \overset{-1}{\sigma}X^q && \text{si } q = 2n + 1. \\
H_{II}^{p,q}(C) &= \quad \text{si } q = 2n + 2 \quad (n \geqq 0), \\
&= \quad \text{si } q = 2n + 1 \quad (n \geqq 0), \\
&= \bar{\tau}X^p \quad \text{si } q = 0.
\end{aligned}$$

(3) et (4) s'écrivent donc :

(3′) $$0 \to \overset{-1}{\rho}H^0(X) \xrightarrow{\mathfrak{i}^*} H^0(X) \xrightarrow{\mathfrak{J}^*} {}^{\rho}H^0(X) \xrightarrow{\Delta^*} \overset{-1}{\rho}H^1(X) \to \ldots,$$

(4′) $$0 \to \bar{\rho}H^0(X) \xrightarrow{i^*} \overset{-1}{\rho}H^0(X) \xrightarrow{j^*} H_I^{0,p}(H_{II}C) \xrightarrow{\partial^*} \bar{\rho}H^1(X) \to \ldots,$$

où $\bar{\rho} = \sigma$ (resp. τ) si $\rho = \tau$ (resp. σ).

On obtient alors le tableau spectral :

$$
\begin{array}{ccccc}
\uparrow & & & & \\
\to {}^{\tau}H^{n-2}(X) & & \overset{-1}{\tau}H^{n}(X) \approx H_I(\overset{-1}{\tau}X) & & \\
\downarrow i^* & & \uparrow \Delta^* & & \\
\to \overset{-1}{\sigma}H^{n-2}(X) \xrightarrow{j^*} & H_I\left(\dfrac{\overset{-1}{\sigma}X^{n-2}}{\tau X^{n-2}}\right) \xrightarrow{\partial^*} & {}^{\tau}H^{n-1}(X) & & \overset{-1}{\tau}H^{n-1}(X) \\
\uparrow \Delta^* & & \downarrow i^* & & \uparrow \Delta^* \\
\to {}^{\sigma}H^{n-3}(X) & & \overset{-1}{\sigma}H^{n-1}(X) \xrightarrow{j^*} & H_I\left(\dfrac{\overset{-1}{\sigma}X^{n-1}}{\tau X^{n-1}}\right) \to & {}^{\tau}H^{n}(X) \\
\downarrow i^* & & \uparrow \Delta^* & & \downarrow i^* \\
\overset{-1}{\tau}H^{n-3}(X) \xrightarrow{j^*} & H_I\left(\dfrac{\overset{-1}{\tau}X^{n-3}}{\sigma X^{n-3}}\right) \xrightarrow{\partial^*} & {}^{\sigma}H^{n-2}(X) & & \overset{-1}{\sigma}H^{n}(X) \to \\
\uparrow \Delta^* & & \downarrow i^* & & \uparrow \Delta^* \\
\to {}^{\tau}H^{n-4}(X) & & \overset{-1}{\tau}H^{n-2}(X) \to & H_I\left(\dfrac{\overset{-1}{\tau}X^{n-2}}{\sigma X^{n-2}}\right) \to & {}^{\sigma}H^{n-1}(X)
\end{array}
$$

Les homomorphismes $J^* \Delta^* \partial^*$ sont les homomorphismes d_2 de notre suite spectrale. $j^* \Delta^* i^{*-1} \Delta^* \partial$ engendre ∂_3 et plus généralement $j^* \Delta^* i^{-1*} \ldots i^{*-1} \Delta^* \partial$ où entrent $r - 1$ homomorphismes Δ^* engendre ∂_r [*cf.* ([2]), p. 92].

2. Soient $\mathfrak{X}$ un espace topologique localement compact et paracompact, et F les points fixes d'une transformation t de période k premier.

Nous dirons [*cf.* ([5])] qu'un recouvrement $\mathfrak{U} = \{U_i\}_{i \in I}$ est de type (f) si :

a. les U_i sont permutés entre eux;

b. les U_i qui sont fixes sont ceux qui rencontrent F;

c. l'intersection de deux U_i rencontrant F rencontre aussi F.

A chaque recouvrement de type (f) nous associons en suivant la méthode de ([3]) ou de ([4]) un complexe X, en considérant les cochaînes de $\mathfrak{U}$ à valeur dans un préfaisceau $\mathcal{F}$ sur lequel t opère. Alors t^* commute avec les bords de ce complexe, et l'on peut appliquer tous les résultats de ([1]) puis, à l'aide d'un lemme généralisant [([5]), p. 352], et d'après lequel tout recouvrement $\mathfrak{V}$ d'un espace localement compact et paracompact admet un raffinement du type (f) qui est de type fini sur F, nous passons à la limite directe pour les recouvrements de type (f). Il suffit pour cela de suivre ([3]) ou ([4]) en remarquant que les homomorphismes utilisés commutent avec t^*. Nous obtenons ainsi un tableau spectral qui donne des invariants du type de Smith attachés au couple $(\mathcal{F}, t)$.

(*) Séance du 10 mars 1958.

([1]) H. Cartan, *Séminaire de E. N. S.*, 1950-1951 ; H. Cartan et S. Eilenberg, *Homological Algebra*, Princeton, 1956.

([2]) R. Dehbuvels, *Proc. Nat. Acad. Sc.*, 1, février 1955, p. 90-93.

([3]) F. Hirzebruch, *Neue topologische Methode in algebraische Geometrie*, Springer, Berlin, 1956.

([4]) J. P. Serre, *Ann. Math.*, 61, 1955, p. 197-278.

([5]) Smith, dans Lefschetz, *Algebraic Topology*, New-York, 1942.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur les positions typiques dans un espace distancié.* Note (*) de MM. **Miloslav Driml** et **Otto Hanš**, présentée par M. Maurice Fréchet.

MM. Maurice Fréchet (1) et Shafik Doss (2) ont donné des définitions des positions typiques d'ordre α et de la moyenne d'un élément aléatoire avec les valeurs dans un espace distancié (D, ρ) :

Définition 1 (Shafik Doss). — Soit $\Gamma(D, X) \subset D$ l'ensemble de tous les éléments γ pour lesquels la relation suivante est valable :

$$\rho(\gamma, \lambda) \leqq \mathfrak{M}[\rho(X, \lambda)] \text{ pour tous } \lambda \in D,$$

où X est un certain élément aléatoire et $\mathfrak{M}$ désigne la valeur moyenne de l'expression [ ].

Tout élément $\gamma \in \Gamma(D, X)$ est appelé la moyenne de l'élément aléatoire X.

Définition 2 (Maurice Fréchet). — Soit $\Gamma_\alpha(D, X) \subset D$, $\alpha > 0$, l'ensemble de tous les éléments γ_α pour lesquels il est valable.

$$\mathfrak{M}[\rho^\alpha(X, \gamma_\alpha)] = \inf_{\lambda \in D} \mathfrak{M}[\rho^\alpha(X, \lambda)].$$

Tout élément $\gamma_\alpha \in \Gamma_\alpha(D, X)$ est appelé la position typique d'ordre α de l'élément aléatoire X.

Remarque. — La définition de Shafik Doss est très intéressante puisque, même dans le cas des *nombres* aléatoires, elle a une forme entièrement nouvelle, quoique équivalente à la définition classique. Plus généralement, Shafik Doss a même montré que si l'intégrale $I(D, X)$ de Bochner existe, $I(D, X) \in \Gamma(D, X)$, si D est un espace de Banach, si $\rho(x, y) = \|x - y\|$ pour toute paire $x, y \in D$.

Cependant, dans le cas où D est seulement un espace distancié, comme $D_0 \subset D$ est encore un espace distancié, il nous semble, qu'il est naturel d'exiger que, si $\Gamma(D, X) \subset D_0$ et $\text{Prob}\{X \in D_0\} = 1$, la relation suivante soit valable

$$\text{(A)} \qquad \boxed{\Gamma(D_0, X) = \Gamma(D, X)}$$

ce que nous appellerons propriété (A). En parlant de façon approximative, la propriété (A) signifie que la suppression d'un ensemble de probabilité nulle ne change pas l'ensemble des moyennes.

Cette propriété est possédée par l'intégrale de Bochner, quand les espaces D et D_0 sont des espaces de Banach.

Exemple 1. — Soit

$$D_0 = [-2, 2] \times [-2, 2], \qquad D = D_0 \cup \{(0, 4)\};$$
$$\rho((x_1, x_2), (y_1, y_2)) = \max_{i=1,2} |x_i - y_i|,$$

$$\text{Prob}\{X = (2, -2)\} = \text{Prob}\{X = (-2, 2)\} = \text{Prob}\{X = (2, -2)\} = \text{Prob}\{X = (2, 2)\} = \frac{1}{4}.$$

Alors

$$\Gamma(D, X) = [-1, 1] \times [0, 1],$$

tandis que

$$\Gamma(D_0, X) = [-1, 1] \times [-1, 1].$$

Nous voyons, ainsi, que la propriété (A) n'est pas toujours possédée par la moyenne de Shafik Doss ([3]).

Il est évident, que les positions typiques de Maurice Fréchet ont des propriétés analogues à la propriété (A).

Les positions typiques ont aussi d'autres rapports avec l'intégrale de Bochner, pourvu que l'espace D soit un espace de Banach. Maurice Fréchet a démontré que $\Gamma_2(L^{(2)}, X) = I(L^{(2)}, X)$, pourvu que l'élément aléatoire X avec ses valeurs dans l'espace $L^{(2)}$ ([4]) soit intégrable dans le sens de Bochner. Par la même méthode, on peut démontrer, que la même égalité a lieu dans l'espace $l^{(2)}$ ([4]).

Il est possible de montrer, que cette égalité n'est pas remplie dans tous les espaces de Banach, comme Maurice Fréchet l'a montré pour l'espace C ([4]) et pour la position typique d'ordre 2.

L'exemple suivant s'occupe d'autres espaces importants de Banach et donne les positions typiques pour tous les ordres $\alpha > 0$. Chacune de ces positions diffère de l'intégrale de Bochner.

Exemple 2. — Soit X, un élément aléatoire, qui ne prend que les valeurs e_1, e_2, e_3, ..., où $e_1 = (1, 0, 0, \ldots)$, $e_2 = (0, 1, 0, \ldots)$, $e_3 = (0, 0, 1, 0, \ldots)$, ... avec les probabilités $p_1, p_2, \ldots \left(\sum_{i=1}^{\infty} p_i = 1 \text{ et } 0 < p_i \leqq 1/2,\ i = 1, 2, \ldots\right)$.

Alors l'intégrale de Bochner existe et l'on a

$$I(m, X) = I(c, X) = I(c_0 X) = (p_1, p_2, \ldots),$$

considérant les éléments e_i comme les éléments d'un des espaces m, c et c_0 ([4]).

Dans l'espace c_0, l'ensemble $\{e_j : p_j = \max_{i \geqq 1} p_i,\ j = 1, 2, \ldots\}$ coïncide avec l'ensemble $\Gamma_\alpha(c_0, X)$, $0 < \alpha \leqq -\log_2\left(1 - \max_{i \geqq 1} p_i\right) = 2\beta$, et $\Gamma_\alpha(c_0, X) = \emptyset$ pour tous les ordres $\alpha > 2\beta$.

Dans les espaces m et c nous avons

$$\Gamma_\alpha(m, X) = \Gamma_\alpha(c, X) = \Gamma_\alpha(c_0 X) \quad \text{pour} \quad 0 < \alpha < 2\beta,$$

$$\Gamma_\alpha(m, X) = \Gamma_\alpha(c, X) = \left\{\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \cdots\right)\right\} \quad \text{pour } \alpha > 2\beta,$$

$$\Gamma_{2\beta}(m, X) = \Gamma_{2\beta}(c, X) = \Gamma_\beta(c, X) \cup \Gamma_{3\beta}(c, X).$$

(*) Séance du 24 février 1958.

([1]) M. FRÉCHET, *Ann. Inst. Poincaré*, 10, 1948, p. 215-310.

([2]) S. DOSS, *Bull. Sc. math.*, 73, 1949, p. 48-72.

(3) Nous avons expédié une copie de cette Note à M. Shafik Doss à titre d'information avant de présenter notre Note. Nous ne savons si cette copie lui est parvenue.

(4) Les définitions des espaces m, c, c_0, $l^{(p)}$, $L^{(p)}$, C sont données dans le livre de Stefan Banach, *Théorie des opérations linéaires*, Warszawa, 1932.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur la prévision linéaire des processus stochastiques vectoriels à densité spectrale bornée (détermination de la fonction génératrice).* Note (*) de MM. **Norbert Wiener** et **Pesi Masani**, transmise par M. Joseph Kampé de Fériet.

Détermination de la fonction caractéristique, résolvant le problème de la prévision pour un processus stochastique vectoriel, stationnaire et discret, dont les valeurs caractéristiques de la matrice de densité spectrale et de son inverse sont bornées.

Dans une Note précédente (1) nous avons ramené à la détermination d'une fonction génératrice $\mathbf{\Phi}$, le problème de prévision pour un processus stochastique discret, stationnaire et vectoriel, de dimension q, dont les valeurs caractéristiques de la matrice de densité spectrale ainsi que son inverse sont bornées. La détermination de $\mathbf{\Phi}$ est un problème difficile parce que la multiplication des matrices n'est pas commutative. Nous conserverons ci-dessous les notations et la numération des équations de la Note précédente.

De 3.1 :

$$\left| \frac{2}{\lambda + \lambda'} \mathbf{F}'(e^{i\theta}) - \mathbf{I} \right|_B \leq \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda' + \lambda} < 1,$$

où l'indice B réfère à la norme de Banach. Si $\tilde{\mathbf{f}}_n = \sqrt{\{2/(\lambda + \lambda')\}}\, \mathbf{f}_n$, alors les fonctions génératrices seront unies par $\tilde{\mathbf{\Phi}} = \sqrt{\{2/(\lambda + \lambda')\}}\, \mathbf{\Phi}$. Si nous supposons la condition 3.1, il s'ensuit qu'il n'y a aucune perte de généralité en supposant que

$$(4.1) \qquad \mathbf{F}'(e^{i\theta}) = \mathbf{I} + \mathbf{M}(e^{i\theta}), \qquad |\mathbf{M}(e^{i\theta})|_B \leq \mu < 1.$$

Nous définissons maintenant l'opérateur linéaire $\mathfrak{P}$ de L_2 dans L_2^+ par

$$(4.2) \qquad \mathfrak{P}(\mathbf{\Psi}) = (\mathbf{\Psi}\mathbf{M})_+, \qquad \mathbf{\Psi} \in L_2.$$

D'après (4.1) $|\mathfrak{P}|_B \leq \mu < 1$, et donc si $\mathfrak{T}$ est l'opérateur identique,

$$(4.3) \qquad (\mathfrak{T} + \mathfrak{P})^{-1} = \mathfrak{T} - \mathfrak{P} + \mathfrak{P}^2 - \mathfrak{P}^3 + \ldots,$$

où la série converge selon l'algèbre de Banach d'opérateurs linéaires, bornés sur L_2. La relation suivante montre immédiatement la signification de l'opérateur $\mathfrak{P}$ [qui réconcilie les idées de (2) et de (3)] pour notre problème :

$$(4.4) \qquad (\mathfrak{T} + \mathfrak{P})(\sqrt{\overline{\mathbf{G}}}\,\mathbf{\Phi}^{-1}) = \mathbf{I}.$$

Pour le démontrer, soit $\Psi = \sqrt{G}\Phi^{-1}$. Alors par 3.2(a) $\Psi \in L_2^{0+}$, et $\Psi(0) = I$, car $\Phi(0) = \sqrt{G}$. Donc $\Psi = I + \Psi_+$. Puisque $I + M = \Phi\Phi^*$, nous avons $\Psi + \Psi M = \sqrt{G}\Phi^* \in L_2^{0-}$. Donc $\Psi_+ + (\Psi M)_+ = 0$, c'est-à-dire $(\mathfrak{T} + \mathfrak{P})\Psi = I$.

De (4.3) il s'ensuit que si nous posons

$$(4.5)\qquad \Psi = (\mathfrak{T} + \mathfrak{P})^{-1}(I) = I - M_+ + (M_+ M)_+ - \{(M_+ M)_+ M\}_+ + \ldots,$$

nous avons

$$(4.6)\qquad G = \Psi(I + M)\Psi^*, \qquad \Phi^{-1} = \sqrt{G}^{-1}\Psi.$$

Dans ([4]), 7.10(A) nous avons seulement pu unir les déterminants de G et F'. Nous possédons maintenant une relation entre ces quantités, elles-mêmes, suggérée dans ([4]), § 8, et aussi une relation entre Φ et F', *cf.* (4.1).

Un procédé de calcul pour déterminer le préviseur à partir des matrices de covariance Γ_k s'obtient facilement de 3.2(b), en employant (4.5) et (4.6). Ainsi on résout le problème de prévision pour les processus qui satisfont à (3.1)

En prenant l'inverse dans la première équation de (4.6) on obtient

$$I + M = \Psi^{-1} G (\Psi^{-1})^* = (\Psi^{-1}\sqrt{G})(\Psi^{-1}\sqrt{G})^*.$$

Puisque $\Psi^{-1} = \Phi\sqrt{G^{-1}} \in L_2^{0+}$, nous avons une méthode explicite pour la factorisation de $I + M$ en une fonction intérieure et une fonction extérieure. Cette méthode s'étend au cas où les valeurs de M ne sont pas hermitiennes. Dans le cas hermitien nous avons :

4.7. Théorème d'unicité. — *Si*

$$(\mathrm{i})\qquad \Phi,\ \Phi^{-1},\ \Psi,\ \Psi^{-1} \in L_2^{+0} \ \textit{sur}\ C,$$

$$(\mathrm{ii})\qquad \Phi(e^{i\theta})\Phi^*(e^{i\theta}) = \Psi(e^{i\theta})\Psi^*(e^{i\theta}) \quad \text{p. p.},$$

alors il existe une matrice unitaire U_0, *telle que*

$$\Phi(e^{i\theta}) = \Psi(e^{i\theta})U_0 \quad \text{p. p.}$$

De plus, $U_0 = I$ *si* $\Phi_+(0)$, $\Psi_+(0)$ *sont égales ou si elles sont définies positives.*

Ces résultats seront développés dans un autre périodique.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1492.

(2) P. Masani, *Proc. London. Math. Soc.*, 6, 1956, p. 59-69.

(3) N. Wiener, *Comment. Math. Helv.*, 29, 1955-1959, p. 111.

(4) N. Wiener et P. Masani, *Acta Mathematica*, 98, 1957, p. 111 et 150.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *L'écoulement de l'air à grande vitesse dans un tuyau cylindrique.* Note de M. **Roger Depassel**, transmise par M. Henri Villat.

En vue du calcul du régime d'écoulement correspondant à la couche limite turbulente qui fera l'objet d'une publication ultérieure, il s'agit de faire le choix d'un profil de vitesse simple, approchant au mieux les valeurs expérimentales : c'est le profil en loi de puissance

$$\frac{u}{u_\delta}=\left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{n}}.$$

Étant donné les approximations faites dans l'élaboration des équations de base, il ne semble pas indiqué d'utiliser, pour le calcul des différentes épaisseurs de couche limite, un profil mixte plus correct, logarithmique près de la paroi, parabolique au bord de la couche limite.

Les mesures expérimentales montrent ([1]) que l'exposant $1/n$ est essentiellement variable et ne saurait être considéré comme constant même dans une première approximation. Il s'agit donc d'obtenir par des formules relativement simples, les épaisseurs de couche limite δ^*, θ et θ^* (déplacement, perte de quantité de mouvement, perte d'énergie) en fonction de n et du nombre de Mach M. Comme l'a fait remarquer Eckert ([2]) les épaisseurs de couche limite sont facilement calculables pour le profil de vitesse considéré et nous exploitons au maximum cette possibilité. Soit à calculer :

$$d_1=\int_0^\delta\left(1-\frac{\rho u}{\rho_\delta u_\delta}\right)\left(1-\frac{y}{R}\right)dy,$$

c'est-à-dire

$$d_1=\delta\int_0^1\left(1-\frac{\rho u}{\rho_\delta u_\delta}\right)\left(1-\frac{y}{\delta}\frac{\delta}{R}\right)d\left(\frac{y}{\delta}\right).$$

En posant

$$\frac{u}{u_\delta}=\bar{u}\qquad \frac{\rho}{\rho_\delta}=\bar{\rho}\qquad \frac{d_1}{\delta}=\bar{d}_1\qquad \frac{y}{\delta}=\bar{y}\qquad \frac{\gamma-1}{2}\mathrm{M}^2=\alpha,$$

on obtient

$$\bar{d}_1=1-\int_0^1\bar{\rho}\bar{u}\,d\bar{y}-\frac{\delta}{R}\left(\frac{1}{2}-\int_0^1\bar{\rho}\bar{u}\bar{y}\,d\bar{y}\right).$$

Dans le cas du non-transfert de chaleur

$$\bar{\rho}=\frac{1}{1+\alpha(1-\bar{u}^2)}$$

et

$$d_1=1-n\mathrm{I}_n-\frac{\delta}{2R}(1-2n\mathrm{I}_{2n}).$$

De même

$$d_2 = n(I_n - I_{n-1}) - \frac{\delta}{2R} 2n(I_{2n} - I_{2n-1}),$$

$$d_3 = n(I_n - I_{n-2}) - \frac{\delta}{2R} 3n(I_{2n} - I_{2n-2}).$$

Les calculs se réduisent à celui de

$$I_n = \int_0^1 \frac{\overline{u}^n}{1 + \alpha(1 - \overline{u}^2)} d\overline{u}.$$

Il est clair que toutes les valeurs de I_n se déduisent de I_0 et I_1 par la relation de récurrence

$$I_n = \frac{1}{\alpha}\left[-\frac{1}{n-1} + (1+\alpha) I_{n-2}\right]$$

avec

$$I_0 = \frac{1}{2\alpha\sqrt{\lambda}} \operatorname{Log} \frac{\sqrt{\lambda}+1}{\sqrt{\lambda}-1} \qquad \left(\lambda = \frac{1+\alpha}{\alpha}\right),$$

$$I_1 = \frac{1}{2\alpha} \operatorname{Log}(1+\alpha).$$

Du point de vue pratique, cette manière d'opérer n'est pas convenable car la précision des termes calculés diminue très rapidement. Il est préférable d'utiliser un développement en α ou fonction de α. On obtient ainsi :

pour n pair

$$I_n = \frac{1}{1+\alpha} \sum_{k=0}^{k=\infty} \frac{\beta^k}{2k+n+1} \qquad \text{avec } \beta = \frac{\alpha}{1+\alpha}$$

pour n impair $(n = 2p+1)$

$$I_n = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{k=\infty} (-1)^k \frac{p!\,\alpha^k}{(k+1)(k+2)\ldots(k+p+1)}.$$

Nous avons calculé I_n pour n allant de 0 à 24 par valeurs entières, pour différentes valeurs de $M < 1$ ainsi que δ_n^*, θ_n, θ_n^*.

En vue des calculs ultérieurs, il importe d'avoir des relations plus maniables pour δ_n^*, θ_n et θ_n^*. En se basant sur le fait que pour un fluide incompressible, ces grandeurs sont données par

$$\delta_n^* = \frac{1}{n+1}, \qquad \theta_n = \frac{n}{(n+1)(n+2)}, \qquad \theta_n^* = \frac{2n}{(n+1)(n+3)},$$

nous avons adopté les relations approchées suivantes :

$$\delta_n^* = \frac{1 + aM^2}{n + bM^2 + 1}, \qquad \theta_n = \frac{n + cM^2}{(n + cM^2 + 1)(n + cM^2 + 2)},$$

$$\theta_n^* = \frac{2(n + dM^2)}{(n + dM^2 + 1)(n + dM^2 + 3)},$$

avec

$$a = 0,373; \quad b = 0,69; \quad c = 0,73; \quad d = 0,79.$$

La comparaison entre ces valeurs approchées et les valeurs exactes calculées précédemment indique un accord excellent (écart inférieur à 1/1000e) dans le domaine envisagé $6 \leq n \leq 24$, $0 \leq M \leq 1$. Un autre avantage non négligeable en vue des applications numériques est que ces formules approchées permettent le calcul des épaisseurs de couche limite pour des valeurs non entières de n, que ne saurait fournir le calcul exact.

(1) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 376.
(2) H. U. Eckert, *Journ. Aéro. Sc.*, Septembre 1950.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur le calcul approché de la houle irrotationnelle.* Note de M. **Pierre Jolas**, présentée par M. Henri Villat.

On se propose ici d'expliciter par des moyens élémentaires les formules de Stokes (1) utilisées pour le calcul approché de l'onde plane, périodique, irrotationnelle, permanente d'amplitude fine. On retrouve ainsi par une voie directe des propriétés signalées par Struik (2) et l'on rattache à un même raisonnement plusieurs résultats de Daubert (3) et de Peney et Price (6).

Notations. — Soient : Oxy un repère rectangulaire lié à l'onde : Oy orienté suivant la verticale ascendante passant par une crête; Ox pris suivant le fond dans le sens de la célérité de l'onde. λ et A, λ_n et A_n respectivement longueur d'onde et amplitude du fondamental et des harmoniques de la houle; H, profondeur moyenne du liquide, $f(z) = \varphi + i\psi$ potentiel complexe du mouvement, (D) le rectangle $0 \leq \psi \leq \psi_0$; $-c\lambda/2 \leq \varphi \leq c\lambda/2$ image par $f(z)$ de l'élément d'onde $-\lambda/2 \leq x \leq \lambda/2$, introduisons les variables sans dimensions

$$\omega_1 = \frac{2\pi A}{\lambda}, \qquad \xi = \frac{2\pi X}{\lambda}, \qquad \eta = \frac{2\pi Y}{\lambda}, \qquad h = \frac{2\pi H}{\lambda},$$

$$\omega_n = \frac{2\pi A_n}{\lambda}, \qquad \alpha = \frac{2\pi\varphi}{c\lambda}, \qquad \beta = \frac{2\pi\psi}{c\lambda}$$

et posons

$$C_n = \operatorname{ch} n\beta, \qquad c_n = \cos n\alpha,$$
$$S_n = \operatorname{sh} n\beta, \qquad s_n = \sin n\alpha,$$

Soit D′ l'image de D dans le plan (α, β); la fonction inconnue $\zeta = \zeta(f)$ peut se développer sous forme condensée grâce à la convention de l'indice muet λ :

$$(1) \qquad \begin{cases} \xi = -\alpha + \omega_n C_n s_n \\ \eta = -\beta + \omega_n S_n c_n \end{cases} \qquad (n = 1, 2, \ldots, \infty),$$

où les ω_n sont les inconnues du problème, fonctions holomorphes pour $\varepsilon (\varepsilon = \omega_1 S_1)$ assez petit, telles que $\omega_n(0) = 0$, et où les séries de Fourier du

second membre sont dérivables autant de fois qu'il est nécessaire dans D et sur sa frontière. La condition à la surface libre exprimant la constance de la pression et l'égalité à h de la profondeur moyenne s'écrivent

$$(2)\quad \begin{cases} (\eta + k)\left[\left(\dfrac{\partial\xi}{\partial\alpha}\right)^2 + \left(\dfrac{\partial\eta}{\partial\alpha}\right)^2\right] + \dfrac{\pi c^2}{3\lambda} = 0, \\ \beta + n\dfrac{\omega_n^2}{2}S_1C_1 = -h;\beta = \beta_0. \end{cases}$$

En portant alors dans (2) les valeurs ξ et η et transformant le résultat en série de Fourier en S_n et C_n on obtient le système infini d'équations vérifié par les inconnues : c, ω_n, k et β_0. A notre connaissance, le résultat de cette transformation n'a jamais pu être explicité. Nous y parvenons grâce à l'artifice élémentaire suivant, posons

$$\omega_{-n} = \omega_n, \qquad \gamma = \alpha + i\beta, \qquad \bar\gamma = \alpha - i\beta,$$

(1) s'écrit alors

$$\xi = -\alpha + \frac{\omega_n}{4i}(e^{in\gamma} - e^{in\bar\gamma})$$

$$\eta = -\beta - \frac{\omega_n}{4i}(e^{in\gamma} + e^{in\bar\gamma}) \qquad (n = -\infty, \ldots, -1, 0, 1, \ldots, +\infty),$$

en sorte que (2) peut être explicité sous la forme

$$\begin{aligned}(3)\quad 0 \equiv{}& k - \beta_0 + \frac{\pi c^2}{3\lambda} + \frac{1}{2}(k - \beta_0)\,n^2\omega_n^2 C_{2n} - \frac{n}{2}\omega_n^2 S_{2n} \\ &+ c_t\Big\{\omega_t(S_t - 2(k - \beta_0)\,tC_t) + (k - \beta_0)\,(n(n - t)\,C_{2n-t}\omega_n\omega_{n-t} \\ &\quad - S_t\left(\frac{n}{2}\omega_n\omega_{t-n} + \frac{n}{2}\omega_n\omega_{t+n}\right) + [S_{2n-t}\omega_n\omega_{t-n} - S_{2n+t}\omega_n\omega_{t+n}]\frac{n}{2} \\ &\quad + \frac{np}{4}\omega_n\omega_p[(S_{2p+t} + S_{2n-t})\,\omega_{t+n+p} - (S_{2n-t} + S_{2p-t})\,\omega_{t-n-p} \\ &\qquad + \omega_{t+n-p}(S_{2n-t} - S_{2p-t}) - \omega_{t-n+p}(S_{2n-t} - S_{2p+t})]\Big\} \\ &+ C_{2t}\frac{1}{2}t^2\omega_t^2 \qquad (n, p, t = 1, 2, \ldots, \infty).\end{aligned}$$

Les solutions de (3) possèdent les propriétés résumées par les formules

$$(4)\quad \begin{cases} k = k_0 + \varepsilon^2 k_2 + \varepsilon^4 k_4 + \ldots \\ \omega_n = \varepsilon^n(\omega_{n0} + \omega_{n2}\varepsilon^2 + \ldots), \end{cases}$$

où les ω_{np} sont des constantes à déterminer.

a. On montre que $\omega_n \sim \varepsilon^n$; la forme même de (3) prouve que $\omega_n \sim \varepsilon^2$ au moins pour $n \geqq 2$. Si donc on vérifie que $\omega_t \sim \varepsilon^t$ pour $t \leqq t_0$ et $\omega_t \sim \varepsilon^{t_0}$ au moins pour $t \geqq t_0$, on voit par exemple qu'un terme de plus bas degré en ε_{t_0+1} parmi les termes non linéaires de la série en ω_{t_0+1} est $\omega_1\omega_0 \sim \varepsilon^{t_0+1}$ et que

$$\omega_{t_0+n} \sim \varepsilon^{t_0+1} \quad \text{au moins pour} \quad n > 0.$$

b. Pour $t = t_0$ le développement de ω_{t_0} ne contient que des termes du type $\omega_n \omega_{t_0+n} \sim \varepsilon^{t_0+2n}$ et $\omega_p \omega_q \omega_{t_0+p+q} \sim \varepsilon^{t_0+2(p+q)}$, d'où la règle de parité résumée par (4). Ces propriétés énoncées sans démonstration par (1) et (5) sont démontrées dans ([2]) et ([3]) d'une manière beaucoup moins élémentaire.

De (3) et (4) on déduit un algorithme régulier pour le calcul des lois de la houle irrotationnelle, exacte à ε^n, n étant fixé d'avance. La marche à suivre est plus simple que celle de ([2]) et ([3]). Notons que les raisonnements précédents sont applicables au cas d'une houle rotationnelle ([4]) et au clapotis ([5]). Nous avons fait le calcul jusqu'à l'ordre 4. Les résultats coïncident avec ceux donnés par Stokes et Struik jusqu'à l'ordre 3.

([1]) STOKES, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1951, p. 259-284.
([2]) STRUIK, *Math. Ann.*, 1926, p. 599-634.
([3]) DAUBERT, *Thèse* (sous presse).
([4]) STRETINSKI, *Ann. Acad. Sc. U. R. S. S.*, 5, 1952, p. 688-698.
([5]) PENEY et PRICE, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1951, p. 254-284.

HYDRAULIQUE. — *Principes d'analogie électrique pour l'étude des coefficients de débit d'infiltration sous un barrage.* Note (*) de MM. **JEAN NOUGARO**, **JEAN GRUAT** et **JEAN-JACQUES COMIER**, transmise par M. Léopold Escande.

Principes de l'étude par analogie électrique du coefficient de débit d'infiltration sous le radier d'un barrage muni ou non de parafouilles. Exposé de diverses analogies susceptibles d'être utilisées.

Nous nous sommes proposé d'effectuer une étude systématique sur l'influence de divers types de parafouilles sur le coefficient α de débit d'infiltration sous le radier d'un barrage.

La méthode employée pour résoudre ce problème est basée sur l'analogie qu'on peut réaliser entre les phénomènes de filtration et ceux de la propagation de courants électriques dans un milieu conducteur. Ces deux phénomènes obéissent en effet tous deux à l'équation de Laplace.

Rappelons les principes généraux de cette analogie.

Le potentiel hydrodynamique Φ satisfait à cette équation pour un écoulement plan

$$\Delta\Phi = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0.$$

Le vecteur vitesse d'écoulement $\overrightarrow{W}$ est donné par

$$\overrightarrow{W} = \overrightarrow{\text{grad}}\,\Phi.$$

La fonction de courant Ψ satisfait également à la relation

$$\Delta\Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = 0.$$

Si l'on considère un corps conducteur d'épaisseur e, de viscosité ρ, le potentiel électrique V et la fonction de courant Λ obéissent à l'équation de Laplace

$$\Delta V = 0, \qquad \Delta\Lambda = 0,$$

le vecteur densité de courant i est défini par

$$\vec{i} = -\frac{1}{\rho}\,\overrightarrow{\text{grad}}\,V.$$

L'analogie directe consiste à poser

$$\Phi = -V, \qquad \Psi = -\frac{e}{\rho}\Lambda.$$

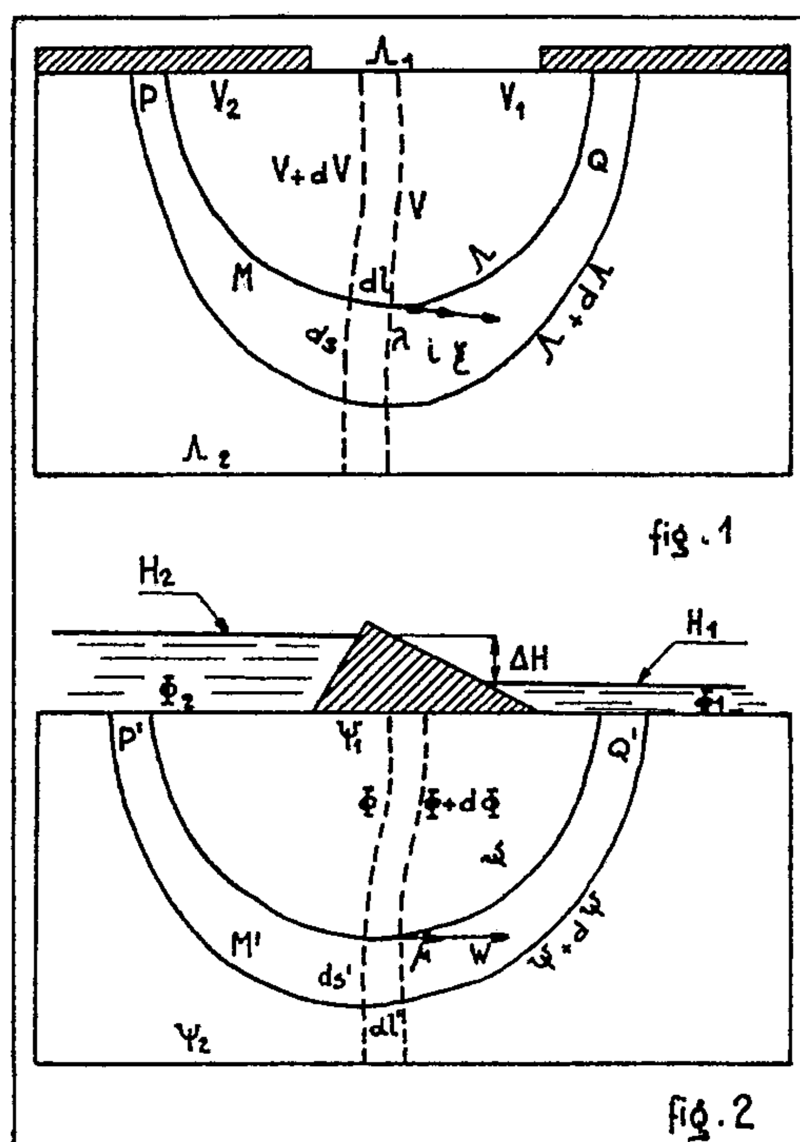
Il en résulte que

$$\vec{W} = \rho\vec{i}.$$

L'analogie inverse s'exprime par

$$\Phi = \frac{\rho}{e}\Lambda, \qquad \Psi = -V.$$

Le modèle à étudier est représenté à une certaine échelle par un corps conducteur, plan de forme voulue. On matérialise soit deux lignes équipotentielles hydrauliques (analogie directe) soit deux lignes de courant (analogie inverse). Le tracé des équipotentielles ou des lignes de courant se fait par méthode de zéro.



En nous basant sur cette théorie générale, nous proposons un principe de calcul analogique du coefficient de débit α.

Considérons le modèle sur papier télédeltos (*fig.* 1) et soit un tube élémentaire de courant PMQ. Sur un élément de ce tube on peut écrire

$$\vec{i} = \frac{1}{\rho}\vec{\mathcal{E}}, \qquad \text{avec} \quad \vec{\mathcal{E}} = -\overrightarrow{\text{grad}}\,V,$$

$\vec{i}$ est le vecteur densité de courant ;

$\vec{\mathcal{E}}$ le champ électrique.

En désignant par $\vec{\lambda}$ le vecteur unitaire tangent à la ligne de courant Λ, la relation précédente permet d'écrire

$$\vec{\mathcal{E}} = \rho\vec{i} = \rho i\,\vec{\lambda}.$$

En désignant par dI l'intensité de courant à travers ds, on a

$$i = \frac{dI}{ds},$$

soit

$$-dV = \vec{\mathcal{E}}\,\vec{dl} = \vec{\mathcal{E}}.\vec{\lambda}\,dl$$

et

$$-dV = \rho\frac{dI}{ds}dl = dI\frac{\rho\,dl}{ds}.$$

En étendant cette relation :

au tube de courant :

$$V_2 - V_1 = \rho\,dI\int_2^1 \frac{dl}{ds};$$

au modèle complet :

$$\rho I_0 = \frac{V_2 - V_1}{\displaystyle\int_S \left[\int \frac{dl}{d_0}\right]};$$

I_0 étant l'intensité du courant qui traverse le modèle.

Considérons le même modèle, mais du point de vue hydraulique (*fig.* 2) avec des notations correspondantes, on aura

$$d\Phi = \vec{W}\,\vec{dl'} = W\vec{\mu}\,dl'\,\vec{\mu}'$$

$\vec{\mu}$ étant le vecteur unitaire tangent à la ligne de courant Ψ, $W = (dq/ds')$ permet d'écrire

$$d\Phi = \frac{dq}{ds'}dl'.$$

En étendant cette relation :

au tube de courant :

$$\Phi_1 - \Phi_2 = dq \int_{2'}^{1'} \frac{dl'}{ds'};$$

au modèle complet :

$$q = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{\int_{S'} \left[\int_{2'}^{1'} \frac{dl'}{ds'} \right]}.$$

Si l'on établit une analogie directe, en assurant des valeurs aux limites $V_1 = -\Phi_1$ et $V_2 = -\Phi_2$, on pourra écrire :

$$\frac{\rho I_0}{V_2 - V_1} = \frac{q}{\Phi_1 - \Phi_2}.$$

Or, comme

$$\Phi = -AH,$$

H étant la charge totale et A le coefficient de perméabilité on obtient la relation

$$q = \frac{\rho I_0}{V_0} A \Delta H,$$

en désignant par ΔH la différence de charge.

On met en évidence le coefficient de débit

$$\alpha = \frac{\rho I_0}{V_0}$$

qui peut être facilement mesuré.

Cette méthode permet également une détermination rapide de la vitesse et de la pression en un point quelconque de l'écoulement.

La relation $\vec{W} = -\overrightarrow{\text{grad}}\, V$ peut s'écrire le long d'une ligne de courant

$$\vec{W} = -\frac{\partial V}{\partial \lambda} \vec{\lambda}$$

et

$$u = -\frac{\partial V}{\partial x}, \qquad v = -\frac{\partial V}{\partial y}.$$

On montre de la même manière que la pression peut être définie par la relation

$$\frac{p}{\varpi} = \frac{V}{A},$$

en prenant comme origine la cote du radier du barrage.

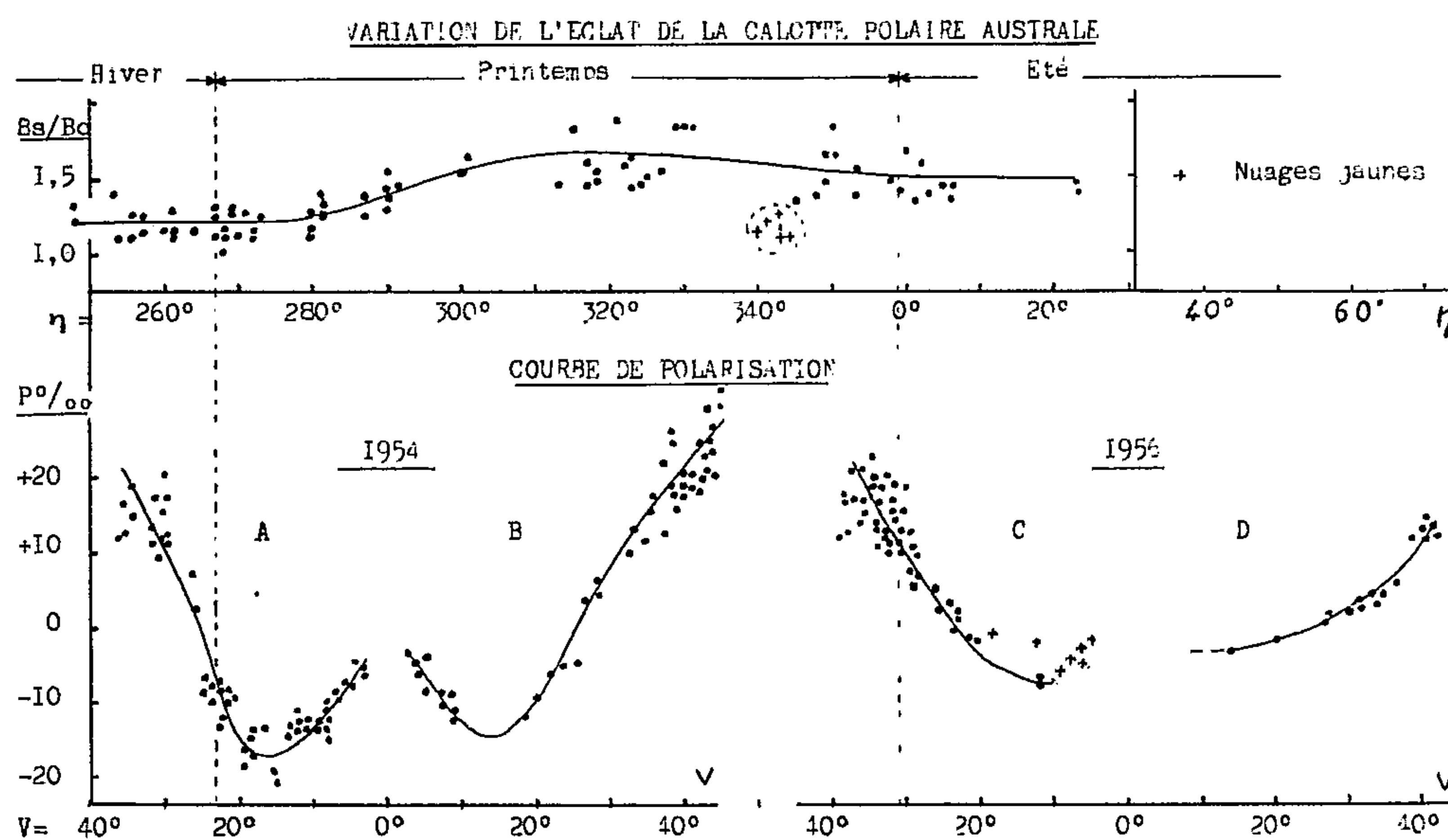
Ces principes permettent de réaliser un calculateur analogique.

(*) Séance du 10 mars 1958.

PHYSIQUE PLANÉTAIRE. — *Étude polarimétrique et photométrique de la calotte polaire et des régions sombres de la planète Mars.* Note (*) de M. **Jean H. Focas**, présentée par M. André Danjon.

L'éclat du dépôt polaire est 1,3 fois celui du nuage qui le recouvre en hiver. Le contraste des taches circumpolaires et tempérées montre des variations saisonnières plus fortes que celui des régions équatoriales et qui se propagent des pôles vers l'équateur depuis la fin du printemps à une vitesse de 36 km par jour.

J'ai mesuré la polarisation de la lumière sur les différentes régions de la planète Mars au Pic-du-Midi en 1954 et 1956 [polarimètre Lyot (1), lunette de 60 cm (2), 1 439 mesures en 78 nuits] ainsi qu'à l'Observatoire d'Athènes (polarimètre Lyot, lunette de 40 cm, 563 mesures en 52 nuits). A l'Observatoire de Meudon j'ai déterminé le contraste des taches martiennes, par rapport aux régions claires voisines du centre du disque, supposées invariables [photomètre à franges (3), (4), 237 clichés pris au Pic-du-Midi par M. H. Camichel principalement, M. A. Dollfus et moi-même, 2 500 mesures, $\lambda = 5\,800$ Å].



Calotte polaire australe. — La partie A de la figure 1 se rapporte à la région polaire Sud complètement recouverte du nuage hivernal. La courbe de polarisation présente un minimum prononcé de — 0,020 et caractérise un voile opaque de cristaux de glace (5). La courbe photométrique montre que le nuage a un éclat faible.

— Dans la partie B, au début du printemps, le nuage est devenu moins

Lat.	Région.	Maximum. Bs/Bc.	Maximum. Longitude hélioc.	Minimum. Bs/Bc.	Minimum. Longitude hélioc.	Longitude hélioc., limites des mesures.	
—65°......	Depress. Hellespont.	0,48	343°	0,66	322°	322° à	7°
—60	Mare Australe	0,52	23	0,80	280	280	23
—57	Mare Chronium	0,56	353	0,67	328	328	353
—40	Noachis	0,80	268	1,10	6	246	6
—45	Argyre I	0,73	261	1,25	0	227	0
—45	Dia	1,06	23	1,15	0	343	23
—45	Phæthontis	0,86	290	1,00	0	290	0
—45	Electris	0,70	277	1,00	355	233	359
—45	Eridania	0,70	268	1,00	350	233	353
—40	Hellas	0,77	267	1,25	30	231	30
—40	Aonius Sinus	0,55	0	0,67	353	353	23
—40	Hellespontus	0,60	323	0,82	348	247	348
—40	Bosporos Gemmatos	0,57	22	0,67	281	281	22
—30	Mare Sirenum	0,47	273	0,70	248	248	332
—40	Thaumasia	0,60	24	0,88	228	228	24
—20	Mare Cimmerium	{ 0,50	220	–	–	–	–
		{ 0,50	352	0,60	250	220	350
—28	Solis Lacus	0,45	0	0,65	257	257	24
—20	Mare Erythræum	0,53	24	0,70	340	320	24
—22	Pandoræ Fretum	0,55	8	0,72	318	318	8
—20	Mare Tyrrhenum	0,52	28	0,70	231	231	28
—22	Mare Serpentis	0,47	30	0,58	350	263	30
—10	Auroræ Sinus	0,47	23	0,63	322	227	23
—10	Margaritifer Sinus	{ 0,48	227	0,60	200 }	200	28
		{ 0,53	7	0,60	318 }		
— 9	Sinus Sabæus	0,45	28	0,60	246	228	28
— 8	Sinus Meridiani	{ 0,44	230	–	–	–	–
		{ 0,43	30	0,60	200	182	30
— 8	Tithonius Lacus	{ 0,67	280	0,75	247 }	206	23
		{ 0,70	0	0,75	343 }		
+ 5	Syrtis Major	{ 0,43	10	0,50	326 }	180	10
		{ 0,43	246	0,57	180 }		
+20	Trivium Charontis	0,50	220	0,68	290	220	352
+18	Lunæ Lacus	0,60	23	0,83	228	228	23
+30	Niliacus Lacus	0,57	228	0,68	292	200	292
+45	Utopia	0,58	268	0,72	290	220	330
+45	Mare Acidalium	0,47	228	0,62	200	200	262
+45	Propontis	0,60	222	0,70	258	222	258
+40	Ismenius Lacus	0,60	229	0,68	240	229	240
+45	Boreosyrtis	0,60	234	0,73	287	187	290

opaque; la calotte blanche, en partie visible par transparence, augmente l'éclat de la région et diminue la polarisation résultante.

— La partie C, à la fin du printemps, montre le fait d'un voile encore plus ténu; des formations nuageuses plus denses persistent en certaines

régions de la bordure de la calotte australe, comme dans le cas de la calotte boréale (⁶).

— En été, partie D, la calotte dégagée, montre un éclat 1,3 fois plus fort que celui du nuage polaire hivernal. La polarisation est devenue très faible, confirmant la présence d'un dépôt de givre dégagé de voile.

Régions sombres. — Les brillances Bs au voisinage du méridien central, rapportées à celles des régions claires Bc, au centre du disque, sont résumées dans la table.

Régions boréales et australes (lat. entre ± 30° et ± 60°). Le contraste montre *des valeurs maxima* entre la fin du printemps dès que le nuage polaire se résorbe, jusqu'au milieu de l'été. L'amplitude de la variation décroît pour des distances aux pôles croissantes et se présente plus forte dans l'hémisphère austral.

Régions équatoriales (lat. entre + 25° et — 25°). — Elles changent d'intensité suivant une loi moins simple. *Solis Lacus, Pandoræ Fretum, Syrtis Major*, par exemple, montrèrent une amplitude d'assombrissement assez forte, tandis que *Mare Cimmerium* ou *Margaritifer Sinus* ont moins varié. Ces phénomènes pourraient résulter d'une influence combinée des changements saisonniers relatifs aux deux hémisphères.

Noachis, Argyre I, Dia, Phæthontis, Electris, Eridania, montrèrent une augmentation du contraste au début du printemps austral et ensuite elles blanchirent vers le début de l'été; leurs courbes de polarisation montrant des minima de — 3 à — 4/1000ᵉ pour l'angle de vision de 15° pourraient caractériser un sol partiellement couvert de légers dépôts de givre.

Les valeurs maxima du contraste des régions sombres montrent une propagation de l'assombrissement depuis le pôle vers les régions équatoriales à une vitesse variable autour d'une valeur moyenne de 36 km par jour, depuis la fin du printemps jusqu'au milieu de l'été.

(*) Séance du 10 mars 1958.
(1) B. LYOT, *Thèse*, Paris, 1924.
(2) B. LYOT, *L'Astronomie*, 1953, p. 1.
(3) A. DOLLFUS, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1458.
(4) A. DOLLFUS, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1833.
(5) A. DOLLFUS, *Thèse*, Paris, 1955, p. 99 (supplément *Ann. Asph.*).
(6) A. DOLLFUS, *Thèse*, Paris, 1955, p. 80 et 106 (supplément *Ann. Asph.*).

PHYSIQUE COMÉTAIRE. — *Sur une relation possible entre une variation secondaire d'éclat de la comète* 1957*c* (*Encke*) *et l'activité solaire.* Note (*) de M. **ANDRZEJ WOSZCZYK**, transmise par M. Pol Swings.

L'Année Géophysique Internationale a attiré une attention spéciale sur la possibilité d'utiliser les comètes comme corps d'épreuve du champ

solaire. Deux effets possibles des rayonnements solaires sont à envisager essentiellement : une modification de la structure de la queue et une variation de la brillance de la tête.

Le premier effet a été étudié principalement par L. Biermann ([1]) qui s'est basé sur l'interaction entre le rayonnement corpusculaire solaire et le plasma de la queue. D'après Biermann, cette interaction produit l'accélération des ions dans les queues à molécules ionisées (CO^+, N_2^+, CO_2^+). Les accélérations dans les queues des comètes et les orages magnétiques terrestres seraient ainsi dus à la même cause.

D'autre part, M. Beyer ([2]) a indiqué une certaine correspondance entre les courbes de lumière des comètes et les taches solaires. Il en a conclu que le rayonnement électromagnétique du Soleil est responsable de la variation lente d'éclat.

De son étude des variations brusques de luminosité de la comète 1925 II, N. Richter ([3]) a déduit une relation entre la luminosité de la comète d'une part, l'activité solaire et des perturbations magnétiques diverses d'autre part. Selon lui, les éruptions d'éclat de la comète s'expliqueraient par l'action de corpuscules solaires.

L. Houziaux et L. Battiau ([4]) n'ont trouvé aucune corrélation entre les « flares » solaires et les variations de luminosité de plusieurs comètes. Les auteurs ont conclu qu'il est impossible de prouver l'existence de telles corrélations aussi longtemps qu'on ne possède pas de longue série d'observations monochromatiques précises de la brillance des comètes.

G. Thiessen ([5]) a discuté ses mesures photoélectriques de la brillance de la comète 1956 *h* en relation avec l'activité solaire et a jugé pouvoir en déduire qu'un accroissement du nombre des taches provoque une réduction de la brillance.

Plusieurs autres travaux ont été publiés sur ce problème. Mais, somme toute, la question des relations éventuelles entre les activités solaire et cométaire reste vague et incertaine. Les observations sont nombreuses, mais jamais tout à fait convaincantes.

Il nous a paru que les observations photoélectriques de la brillance de la comète Encke (1957 *c*), faites par P. Mianes ([6]), pouvaient apporter un sérieux appui aux relations entre des faisceaux de particules solaires et l'intensification d'éclat des comètes.

Mianes a observé la comète 1957 *c* en deux couleurs du 15 septembre au 6 octobre 1957. Durant la période d'observation la distance héliocentrique de la comète a varié de 0,872 U. A. (15 septembre) à 0,492 U. A. (6 octobre); sa position héliocentrique est passée de $\beta = +11^\circ,5$, $\lambda = 228^\circ$ à $\beta = +12^\circ,2$, $\lambda = 267^\circ,5$. Durant la même période, la longitude héliocentrique de la Terre a varié de 172 à 192°. La brillance de la comète

a augmenté de 0,25 magnitude en C_2 et 0,30 magnitude en CN entre le 28 septembre et le 6 octobre.

Que s'est-il passé sur le Soleil aux environs de cette date ? Les cartes solaires de l'Institut Fraunhofer indiquent, pour le 26 septembre, de 19 h 07 m à 23 h 45 m, une éruption chromosphérique d'importance 3 (dans l'échelle de 1 — à 3) située à 25° N et 15° E. Les jours suivants, jusqu'au 3 octobre, on a observé plusieurs éruptions d'importance 2 et 1 +, toutes situées entre 16° N et 26° N et entre 3° W et 50° W, donc à peu près en face de la comète.

M. L. Kœnigsfeld a bien voulu nous communiquer le caractère d'activité magnétique terrestre. Des orages magnétiques ont duré du 29 septembre au 5 octobre. Le 29 septembre après-midi et soir, on a observé un orage violent et une aurore boréale. Ces phénomènes géophysiques sont sûrements dus à l'éruption du 26 septembre. Les particules solaires sont donc parvenues à la Terre endéans 70 h environ, soit avec une vitesse de 600 km/s.

Le 28 septembre, la distance héliocentrique de la comète était de 0,636 U. A. Afin que les mêmes particules atteignent la comète il fallait donc 45 h environ; on pouvait donc s'attendre à une variation d'éclat le 28 septembre au soir. En effet, les observations d'intensification de la brillance correspondent sensiblement à cette date. L'excès de brillance a commencé à diminuer du 4 au 5 octobre. Le 4 octobre est une date limite pour l'arrivée des particules solaires dues à la dernière éruption importante de la série.

Les 3 et 4 octobre on n'a pas observé une éruption plus importante que 1 +. Le 5 octobre à 21 h T. U. il y en avait une d'importance 2 située à 20° S et 18° W. Elle est survenue trop tard pour pouvoir atteindre la comète avant la dernière observation photométrique, le 6 octobre à 4 h T. U.

Sur la Terre, la grande activité magnétique a duré du 29 septembre au 5 octobre. Les particules solaires responsables de l'intensification de la brillance de la comète et des perturbations dans le magnétisme terrestre proviennent vraisemblablement des mêmes sources.

Il faut remarquer que la magnitude en CN a subi une intensification légèrement plus grande et plus rapide que la magnitude en C_2.

On a observé des orages magnétiques du 21 au 24 septembre. La comète n'a malheureusement pas été observée photométriquement à l'Observatoire de Haute-Provence entre le 19 et le 27 septembre; une influence éventuelle sur l'éclat a donc pu échapper à l'observation.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) L. Biermann, *Z. Astrophysik*, 29, 1951, p. 274; *Z. Naturforschung*, 7 *a*, 1952, p. 127; *La Physique des Comètes*, 4e Colloque International d'Astrophysique de Liège, 1953, p. 251.

([2]) M. BEYER, *La Physique des Comètes*, 4e Colloque International d'Astrophysique de Liège, 1953, p. 236.

([3]) N. RICHTER, *Astron. Nachr.*, 227, 1948, p. 12; 281, 1953, p. 241.

([4]) L. HOUZIAUX et L. BATTIAU, *Bull. Acad. Roy. Belg.*, 43, 1957, p. 171.

([5]) G. THIESSEN, *Z. Astrophysik*, 43, 1957, p. 223.

([6]) P. MIANES, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 377.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la probabilité de présence en mécanique quantique.* Note (*) de M. **ASSÈNE DATZEFF**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans une Note récente ([1]), nous avons montré qu'à l'aide d'une certaine hypothèse physique relative à une représentation matérielle du champ (l'éther) et à des corpuscules « élémentaires » μ (l'électron, etc.), on aboutit à une image qualitative de la distribution des probabilités de présence $w(x, y, z)$ de μ semblable à celle de la mécanique quantique. Dans ce travail, nous allons chercher la forme exacte de w. Il faut d'abord fixer nos conditions de départ qui permettront de déterminer w. Elles sont :

a. Dans un problème déterminé de mouvement d'un corpuscule μ dans un champ U, à cause de la création des formations $\Phi_k (k = 1, 2, \ldots)$ d'énergie maximum E_k et de fréquence interne $\nu_k = E_k/h$, et des fluctuations des particules AE, le corpuscule μ peut se trouver dans des états stationnaires différents A_k d'énergie E_k et de probabilité de présence $w_k(x, y, z)$ donnée en ([1]). $w_k \geqq 0$ est une fonction continue et uniforme possédant des dérivées, et de plus $w_k = 0$ sur la frontière du domaine envisagé.

b. Quand μ passe d'un état stationnaire A_k à un autre A_l, il s'ensuit l'émission (ou l'absorption) d'un photon Φ_{kl} d'énergie $E_{kl} = E_k - E_l = h\nu_{kl}$.

c. Si l'on met dans le champ U un ensemble de corpuscules identiques μ sans interaction, ils arriveront à une distribution statistique de vitesse moyenne locale $\vec{v}$ et de densité $\rho = w$, w et $\vec{v}$ vérifiant l'équation hydrodynamique de continuité.

d. Quand on peut négliger la structure discrète du champ, le mouvement de μ se transforme en mouvement classique. Alors en cas de mouvement sur OX, si $x(t_1) \leqq x(t) \leqq x(t_2)$, $x'(t) \neq 0$, on peut poser $w(x) = C_0/v(x)$ ($C_0 = \text{Cte}$) (principe de correspondance).

e. En cas de mouvement uniforme ($U = U^0 = \text{Cte}$), on a $w = \text{Cte}$.

f. Dans un cas unique concret, où l'expérience donne des valeurs quantifiées exactes de l'énergie éventuellement prédites par l'ancienne théorie des quanta (par exemple dans le cas de l'oscillateur harmonique, $E_n = nh\nu$, n grand) les valeurs quantifiées de l'énergie trouvées ici doivent coïncider avec celles-là.

g. Si dans un problème classique on a $U = U_1(x) + U_2(y) + U_3(z)$ on

doit avoir pour le problème correspondant quantique $w = w_1(x)\,w_2(y)\,w_3(z)$ (probabilités indépendantes).

Considérons d'abord le mouvement à une dimension de μ sur l'axe OX avec un potentiel $U(x)$ qui détermine une force attractive dirigée vers l'origine O. Admettons que μ se trouve dans l'état stable A_k d'énergie E_k et de probabilité de présence $w_k(x)$ avec $w_k(x) \geqq 0$. Au lieu de w_k il serait plus commode d'étudier la fonction de signe variable $f_k(x) = \pm\sqrt{w_k(x)}$ ayant les mêmes racines que $w_k(x)$ et changeant successivement de signe entre elles. Pour plus de généralité on peut considérer la représentation complexe suivante de f_k (φ_k, des fonctions réelles)

$$(1)\qquad f_k(x) = \pm\sqrt{w_k(x)}\,e^{i\varphi_k(x)}, \qquad w_k(x) = |f_k(x)|^2.$$

Le corpuscule μ peut se trouver successivement dans différents états A_k. Alors on peut essayer de décomposer la probabilité de présence $w(x, t)$ par les fonctions f_k de la façon suivante (C_k^0, constantes réelles)

$$(2)\qquad w(x, t) = |f(x, t)|^2, \qquad f(x, t) = \sum_k C_k^0 C_k(t) f_k(x), \qquad |C_k(t)| = 1.$$

$$(3)\qquad 1 = \int_{-\infty}^{\infty} w(x, t)\,dt = \sum_k C_k^{0\,2} \int_{-\infty}^{\infty} |f_k(x)|^2\,dx + \sum_{k \neq l} C_k^0 C_l^0 C_k^*(t)\,C_l(t) \int_{-\infty}^{\infty} f_k^* f_l\,dx.$$

La généralisation (2) est suggérée par le fait qu'en cas d'état stable unique A_k, on doit retomber sur la condition $|f_k|^2 = w_k$. Pour que la condition de normalisation (3) soit remplie, les fonctions f_k doivent être orthogonales entre elles, avec $f_k(\pm\infty) = 0$ à cause de $w_k(\pm\infty) = 0$. Il semble naturel aussi d'exiger des fonctions $f_k(x)$ qu'elles soient continues et uniformes et qu'elles possèdent des dérivées comme les $w_k(x)$. Il s'ensuit qu'on peut les considérer comme des fonctions propres f_k avec des valeurs propres E_k d'une équation différentielle de deuxième ordre du type Sturm-Liouville de forme générale

$$(4)\qquad \frac{d^2 f}{dx^2} + b_1 \frac{df}{dx} + \frac{b_2 - E}{\alpha^2} f = 0.$$

Ici b_1 et b_2 sont des fonctions de x qui doivent dépendre aussi du potentiel $U(x)$ qui caractérise le problème. α est un paramètre introduit pour égaliser les dimensions, $[\alpha] = [m^{1/2} l^2 t^{-1}]$. On doit déterminer les b_1, b_2, α.

Pour $U = U^0 = $ Cte le mouvement de μ doit être uniforme, et l'on doit avoir $|f|^2 = w = $ Cte d'après (e). Il est alors nécessaire d'avoir $b_1 = 0$, $b_2 = $ Cte. Puisque cela doit être vrai pour chaque valeur du paramètre U^0 contenu dans les b_1, b_2, il en résulte $b_1 \equiv 0$.

D'un autre côté considérons le cas où l'équation (4) avec $b_1 \equiv 0$ possède

un spectre discontinu E_n où $|E_n| \to \infty$ simultanément avec $n \to \infty$ et $(E_n - E_{n-1})/E_n \to 0$ avec $|E_n| \to \infty$, c'est-à-dire si l'énergie E a des valeurs macroscopiques, elle prend pratiquement des valeurs continues. Alors la dernière condition est remplie aussi pour des valeurs finies de E et pour α suffisamment petit. Il s'ensuit que pour des valeurs de $\alpha \to 0$ on doit retrouver le mouvement classique de μ. Alors en cherchant une solution de (4) de la forme $f = \exp[(i/\alpha)y(x)]$, $y = \sum_{n=0}^{\infty}(i\alpha)^n y_n(x)$, et en la remplaçant dans (4), on trouve, en arrêtant le développement à $n = 1$,

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt[4]{b_2 - E}} \exp\left(\frac{\pm i}{\alpha} \int^x \sqrt{b_2 - E}\, dx\right). \tag{5}$$

Dans ce cas on doit avoir d'après (*d*) $w = |f|^2 = C_0/v$, $v = \sqrt{2(E - U(x))}/\sqrt{m}$, d'où l'on trouve facilement à l'aide de (5) $b_2 - E = 2(E - U)/m C_0^2$, et le dernier terme de l'équation (4) devient ainsi $A\,(E - U(x))f$, $A = 2/m C_0^2 \alpha^2$.

Conformément à la condition (*f*) appliquons l'équation ainsi trouvée (4) à l'oscillateur harmonique, $U = (k/2)x^2$, $(-\infty \leq x \leq \infty)$. Elle est de type connu. Ses fonctions propres sont données par les polynomes d'Hermite et ses valeurs propres E_n par les relations $\sqrt{2A/k}\,E_n = 2n + 1$ $(n = 0, 1, 2, \ldots)$. En écrivant que ces valeurs E_n sont égales aux valeurs connues $E_n = nh\nu$ (en négligeant 1 devant $2n$, puisque n est grand) on trouve $A = 8\pi^2 m/h^2$, et finalement pour l'équation (4), qu'on appellera ici équation de distribution de probabilité ($\hbar = h/2\pi$)

$$\frac{d^2 f}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U(x))f = 0, \tag{6}$$

c'est-à-dire l'équation d'amplitude de Schrödinger dans le cas à une dimension.

L'équation de continuité valable d'après (*c*) reste évidemment invariante si l'on remplace f_k par $f_k \exp(i\gamma_k(t))$, puisque $w_k = |f_k|^2$. On peut donc, en accord avec (*a*) et la formule de Planck (*b*), essayer de lier la fréquence ν_k à l'état A_k, en posant

$$\Psi_k(x, t) = f_k(x) \exp(iE_k t/\hbar). \tag{7}$$

En éliminant E_k de (7) et de (6) (pour $E = E_k$) on arrive à l'équation de distribution de probabilité en fonction du temps (équation de Schrödinger). A l'aide de (*g*), on peut généraliser facilement les résultats trouvés pour le cas de deux ou de trois dimensions, et aussi pour plusieurs corpuscules.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1502.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Construction d'une solution à singularité mobile des équations du neutrino sans champ extérieur.* Note de M. **THIOUNN MUMM**, présentée par M. Louis de Broglie.

La construction proposée est du même type que celle utilisée par M. Fer pour l'équation $\square u = 0$: utilisation d'un potentiel de ligne comportant une singularité linéaire ou ponctuelle mobile sur une trajectoire arbitraire.

Dans un repère de coordonnées x^i, t réelles le système des équations du neutrino sans champ extérieur se décompose en deux systèmes distincts. Nous calculons donc u_1 et u_2 par le système

$$(1) \qquad \begin{cases} -\partial_X u_1 + \partial_{x^3} u_2 - \dfrac{1}{c}\partial_t u_2 = 0, \\ \partial_{x^3} u_1 + \dfrac{1}{c}\partial_t u_1 + \partial_Y u_1 = 0, \end{cases}$$

où nous avons posé $2X = x^1 + ix^2, 2Y = x^1 - ix^2$; u_3 et u_4 se déduisent alors respectivement de u_1 et u_2 en remplaçant X par Y et réciproquement.

Nous posons donc

$$u_1(M, t) = \int_{-\infty}^{\tau} \omega_1(\theta)\, \frac{\mu_1[c(t-\theta)-r]}{r_1}\, d\theta,$$

$$u_2(M, t) = \int_{-\infty}^{\tau} \omega_2(\theta)\, \frac{\mu_2[c(t-\theta)-r]}{r_2}\, d\theta,$$

l'intégrale étant calculée le long d'une trajectoire arbitraire parcourue par un point mobile $A(\theta)$ de coordonnées $a^i(\theta)$, $\omega_1(\theta)$ et $\omega_2(\theta)$ étant deux fonctions arbitraires de θ, $r(\theta)$ étant la distance du point mobile $A(\theta)$ à M de coordonnées x^i, τ étant la valeur de θ pour laquelle la quantité $c(t-\theta)-r$, positive pour $\theta < \tau$, est nulle; r_1 et r_2 étant deux fonctions des $x^i - a^i$, indépendantes de t que nous préciserons.

Nous démontrons qu'une première condition nécessaire pour que u_1 et u_2 vérifient le système (1) est que

$$\omega_1(\theta) = \omega_2(\theta) \qquad \mu_1[c(t-\theta)-r] = \mu_2[c(t-\theta)-r].$$

Puis nous démontrons que, pour que u_1 et u_2 vérifient le système (1) quelle que soit la fonction $\mu_1(\xi)$, il faut et il suffit que nous choisissions pour r_1 et r_2 les valeurs ci-dessous où $\gamma_1(z)$ est une fonction arbitraire

$$\frac{1}{r_1} = \frac{1}{r}\gamma_1\left[\frac{x^1 - a^1 - i(x^2 - a^2)}{r + x^3 - a^3}\right], \qquad \frac{1}{r_2} = \frac{1}{r}\,\frac{x^1 - a^1 - i(x^2 - a^2)}{r + x^3 - a^3}\,\gamma_1\left[\frac{x^1 - a^1 - i(x^2 - a^2)}{r + x^3 - a^3}\right].$$

Pour localiser la singularité, il suffit alors que la fonction $\mu_1(\xi)$ soit nulle en dehors de l'intervalle $0 \leq \xi < \chi/c$, alors u_1 et u_2 possèdent une singularité mobile située à l'instant t sur l'arc de la trajectoire défini par l'intervalle $[t - (\chi/c), t]$ de θ.

D'après la remarque faite plus haut nous déduisons facilement

$$u_3(\mathrm{M}, t) = \int_{-\infty}^{\tau} \omega_3(\theta) \frac{\mu_3[c(t-\theta) - r]}{r_3} d\theta,$$

$$u_4(\mathrm{M}, t) = \int_{-\infty}^{\tau} \omega_3(\theta) \frac{\mu_3[c(t-\theta) - r]}{r_4} d\theta,$$

où

$$\frac{1}{r_3} = \frac{1}{r} \gamma_3 \left[\frac{x^i - a^1 + i(x^2 - a^2)}{r + x^3 - a^3} \right],$$

$$\frac{1}{r_4} = \frac{1}{r} \frac{x^1 - a^1 + i(x^2 - a^2)}{r + x^3 - a^3} \gamma_3 \left[\frac{x^1 - a^1 + i(x^2 - a^2)}{r + x^3 - a^3} \right],$$

$\omega_3(\theta)$ et $\gamma_3(z)$ étant deux fonctions arbitraires d'une variable et $\mu_3(\xi)$ étant une fonction nulle en dehors de l'intervalle $0 \leq \xi < \chi/c$ pour la localisation de la singularité.

Réciproquement nous montrons que, si nous posons

$$u_1(\mathrm{M}, t) = \int_{-\infty}^{\tau} \omega_1(\theta) \frac{\mu_1[x^i - a^i, c(t-\theta)]}{r_1} d\theta,$$

$$u_2(\mathrm{M}, t) = \int_{-\infty}^{\tau} \omega_1(\theta) \frac{\mu_1[x^i - a^i, c(t-\theta)]}{r_2} d\theta,$$

où $\omega_1(\theta)$ est une fonction arbitraire, r_1 et r_2 sont égaux aux valeurs trouvées ci-dessus, la forme la plus générale de la fonction $\mu_1[x^i - a^i, c(t-\theta)]$, pour que u_1 et u_2 vérifient le système (1) est donnée ci-dessous

$$\mu_1[x^i - a^i, c(t-\theta)] = \mathrm{H}_1 \left[\frac{x^1 - a^1 - i(x^2 - a^2)}{r + x^3 - a^3}, c(t-\theta) - r \right],$$

où H_1 est une fonction arbitraire de deux variables.

ÉLECTRICITÉ. — *Une anomalie dans la résistivité des alliages* Cd-Sn. Note (*) de MM. **Ordan Pečijare** et **Sylvain Janssen**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'examen de la résistivité des alliages Cd-Sn en fonction de leur composition montre une singularité dans le domaine des faibles concentrations en Cd. (Domaine compris entre 0 et 5 % Cd en poids.)

D'après le diagramme des phases admis actuellement (Smithells Metal Reference Book, 1955), on devrait s'attendre à une variation régulière de la résistivité avec la concentration en Cd jusqu'à 2 % en poids (phase α seule).

Des mesures effectuées sur ces alliages indiquent un minimum de ρ pour une concentration de 1,3 % de Cd en poids.

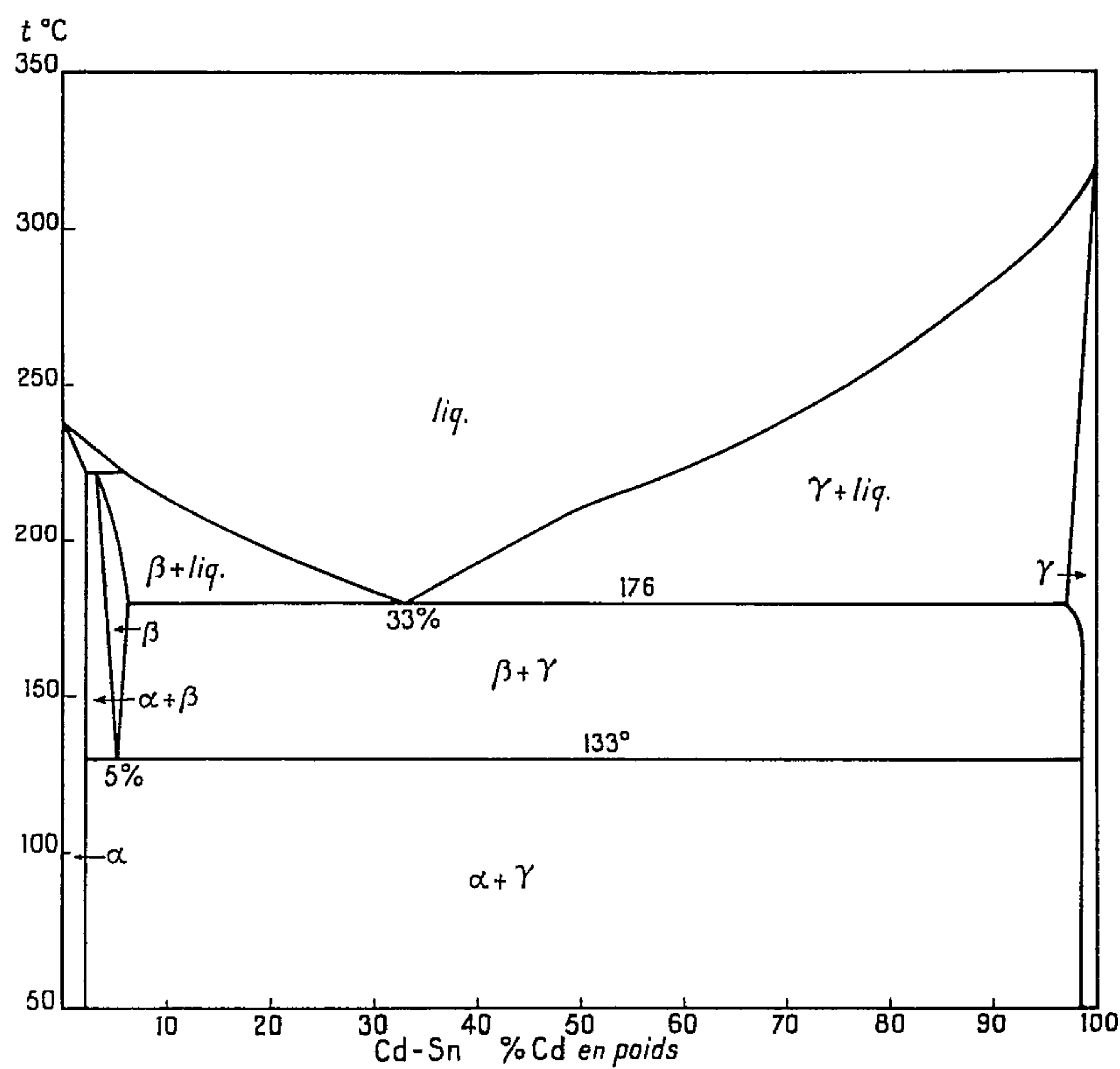


Fig. 1.

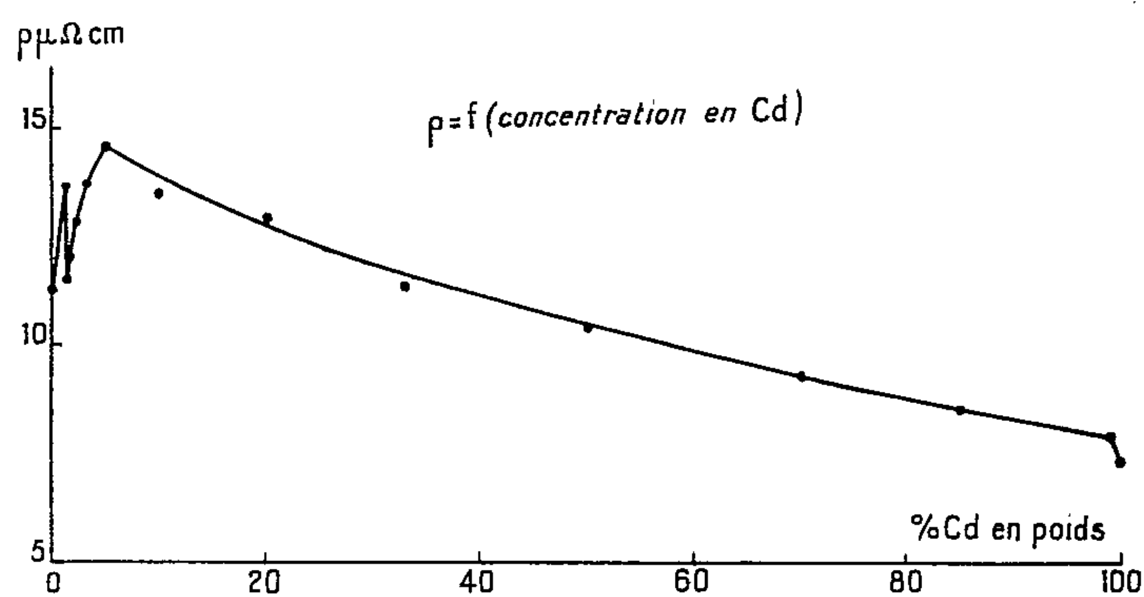


Fig. 2.

A partir de cette valeur la résistivité croît à nouveau jusqu'à 5 % de Cd; ensuite ρ varie régulièrement en fonction de la composition.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(*Laboratoire de Physique-Enseignement, Sorbonne.*)

SPECTROSCOPIE. — *Constantes de l'effet Stark déduites du contour des raies métalliques élargies par un champ intermoléculaire.* Note (*) de Mlle **Éva Aulehla** et M. **Louis Herman**, transmise par M. Jean Cabannes.

La connaissance du taux de déplacement moyen des raies atomiques sous l'influence du champ électrique, créé par les particules chargées dans un gaz, est importante pour l'étude des milieux ionisés, aussi bien au laboratoire que dans les atmosphères stellaires. Un certain nombre de ces constantes avaient été déterminées par la méthode classique dans un champ uniforme. Ce sont surtout celles relatives aux raies d'atomes neutres. Par contre, on connaît peu de constantes Stark pour les raies des atomes ionisés ou pour les raies des atomes neutres peu sensibles au champ électrique.

L'emploi d'une décharge condensée permet de réaliser des champs intermoléculaires considérables. Ceux-ci ont pour effet d'élargir et de déplacer les raies d'arc et d'étincelle. La grandeur de ces déplacement ou élargissement permet, dans certaines conditions expérimentales bien déterminées, d'estimer les constantes Stark si l'on connaît la concentration moyenne des électrons présents dans la décharge, au moment de l'émission. Pour la mesurer il est commode d'utiliser les raies élargies dont on connaît les constantes Stark. Cette méthode a été précédemment utilisée pour le spectre Na I ([1]).

Nous avons essayé d'utiliser la même méthode pour le spectre Ba II, dont les constantes Stark ne sont pas connues.

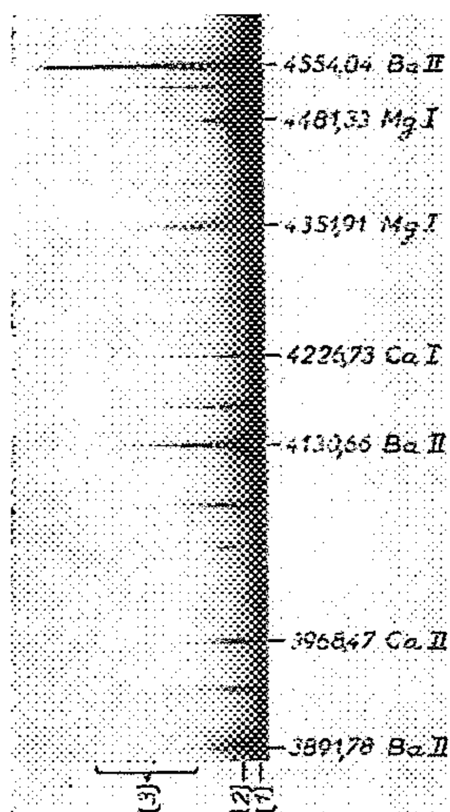
Le dispositif expérimental a déjà été décrit. Le spectre, produit par une décharge unique, était photographié à l'aide d'un spectrographe de type prisme-objectif, muni d'un miroir tournant ([2]).

La tension continue aux bornes du condensateur de 2,5 μF était de 15 000 V. L'une des électrodes était en magnésium et l'autre en baryum. Pour produire, sur le même spectre, les raies de Balmer de l'hydrogène, nous avons placé, au voisinage des électrodes, une cuve remplie d'eau.

De cette façon, nous avons obtenu des spectres contenant, en dehors des raies d'hydrogène, de nombreuses raies élargies et déplacées de Mg I, Mg II, Ba I, Ba II. En raison de la variation rapide de la concentration et de la température électroniques, l'aspect du spectre change considérablement avec le temps. On distingue aisément plusieurs phases dans la décharge :

1° Au début, on a un spectre continu très intense. Dans cette partie, les raies H ne sont pas émises, ni la plupart des autres raies métalliques. On observe, par contre, de nombreuses raies N II. L'absence de raies élargies rend difficile l'estimation de la concentration électronique.

2° La seconde phase, qui suit immédiatement la précédente, dure environ 20 μs. Elle est caractérisée par la présence de raies H, Mg I, Mg II, Ba I et Ba II, fortement élargies et déplacées vers le rouge. La température du gaz est très élevée et certaines raies, produites par recombinaison radiative, sont absentes. Nous avons reproduit sur la figure ci-dessous une partie du spectre violet montrant quelques raies de Ba II.



Reproduction du spectre d'une étincelle condensée, éclatant entre une électrode de Mg et une électrode de baryum, obtenue à l'aide d'un prisme-objectif à miroir tournant. On distingue les régions (1), (2) et (3), discutées dans le texte.

3° Dans la dernière phase, qui dure plusieurs centaines de microsecondes, seuls persistent les spectres métalliques Ba I, Ba II, Mg I et Mg II, dûs essentiellement à la recombinaison radiative.

Les mesures de largeur et de déplacement des raies ont été faites dans la région spectrale 2 et comparées à celles obtenues dans la région 3. La concentration électronique était estimée, d'une part, à partir de la largeur de la raie H_β et, d'autre part, à partir de la forme du contour des raies de Mg II dont on connaît également les constantes de l'effet Stark quadratique. Les valeurs obtenues concordent à 15 % près.

On obtient ainsi, pour le champ « normal » F_0, la valeur $F_0 = 4{,}25 . 10^5$ V/cm.

La concentration électronique N, déduite de la relation $F_0 = 2{,}61 e . N^{2/3}$, est $N = 2{,}3 . 10^{17}$ cm^{-3}.

Ces valeurs ont été utilisées pour déterminer les constantes de l'effet Stark quadratique des raies élargies Ba II.

Les résultats obtenus figurent dans le tableau.

Les raies, comme 3 891,8, 4130,7, 4166,0, 4 525,0, 4 703,0, 4 226,5, 4 810,5, ... sont déplacées vers les grandes longueurs d'onde, mais les raies 4 481,3, 4 554,0, 4 934,1 et 6141,7 sont seulement élargies sans être

sensiblement déplacées. Dans ce dernier cas, tout se passe comme si des composantes à effet linéaire venaient augmenter l'intensité de l'aile violette et rétablissaient partiellement la symétrie de la raie.

Nouvelles constantes de l'effet Stark, supposé quadratique, pour quelques raies de Ba II.

λ.	Transition.	Δν (cm⁻¹).	Spectre.	E_g.
6 141,72	$5\,^2D_{\frac{5}{2}} - 6\,^2P^0_{\frac{3}{2}}$	0,8	Ba II	10^5 V
3 853,68	$5\,^2D_{\frac{3}{2}} - 6\,^2P^0_{\frac{3}{2}}$	0,25	»	»
5 535,55	$6\,^1S_0 - 6\,^1P^0_1$	1,36	Ba I	»
4 934,09	$6\,^2P^0_{\frac{1}{2}} - 7\,^2S_{\frac{1}{2}}$	0,43	Ba II	»
4 899,97	$6\,^2P^0_{\frac{3}{2}} - 7\,^2S_{\frac{1}{2}}$	0,18	»	»
4 554,04	$6\,^2S_{\frac{1}{2}} - 6\,^2P^0_{\frac{3}{2}}$	0,50	»	»
4 166,01	$6\,^2P^0_{\frac{3}{2}} - 6\,^2D_{\frac{3}{2}}$	0,05	»	»
4 130,66	$6\,^2P^0_{\frac{3}{2}} - 6\,^2D_{\frac{5}{2}}$	0,56	»	»
3 891,78	$6\,^2P^0_{\frac{1}{2}} - 6\,^2D_{\frac{3}{2}}$	0,98	»	»

Conclusion. — Nos expériences montrent que les raies métalliques possédant de petites valeurs de constantes de l'effet Stark peuvent servir commodément à mesurer les concentrations électroniques très élevées dans les décharges condensées. Le déplacement vers le rouge des raies est particulièrement aisé à utiliser dans le cas de pressions élevées.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) S. Weniger et R. Herman, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 37; L. Herman, S. Weniger et R. Herman, *Proceedings of the Sixth International Conference on Spectroscopy*, Pergamon Press, 1957, p. 333.

(2) F. Rimbert, *J. Phys. Rad.*, **14**, 1953, p. 638.

PHYSIQUE DES SOLIDES. — *Mise en évidence de la formation de lithium au sein d'un cristal de fluorure de lithium irradié aux neutrons.* Note (*) de Mme **Marianne Lambert** et M. **André Guinier**, présentée par M. Francis Perrin.

On a identifié le lithium sous deux formes cristallines, cubique centrée et cubique à faces centrées et vérifié que les taches de diffraction caractéristiques disparaissent quand le fluorure de lithium est chauffé à une température supérieure au point de fusion du lithium.

Nous avions interprété certaines imperfections trouvées dans le fluorure de lithium irradié aux neutrons, pour des doses comprises entre 3.10^{17} et 5.10^{18} neutrons/cm², comme des déformations des plans (100) dues à des rassemblements d'atomes interstitiels de lithium parallèlement à ces plans (1).

D'autre part, dans des cristaux très fortement irradiés (2.10^{19} neutr./cm^2) nous avions décelé la présence d'inclusions formées de composés du lithium, carbonate et hydroxyde, et orientées dans le réseau de LiF. On pouvait imaginer que ces produits se formaient à partir de lithium métallique préexistant dans le cristal (et dont les rassemblements plans constituaient les germes). La présence du lithium excédentaire dans le cristal était en accord avec le départ de fluor observé au cours de l'irradiation.

Une nouvelle série d'expériences nous a permis de prouver l'existence de lithium métallique.

1° Sur les diagrammes d'un cristal ayant reçu une dose de 0,6 à 1.10^{19} neutrons/cm^2, nous avons observé, en plus des traînées diffuses, des taches de diffraction cristalline assez nettes et voisines des taches 200 et 111 de Li F : elles peuvent s'interpréter comme les taches 200 et 111 d'un cristal de réseau cubique à faces centrées, parallèle à celui de LiF, et de maille 4,30 Å.

2° Si on chauffe LiF à 200° C, ces taches n'apparaissent pas sur les diagrammes pris à cette température.

3° Après refroidissement, de nouvelles taches de diffraction faibles et nettes apparaissent en plus grand nombre; elles correspondent toutes à une distance réticulaire de 2,48 Å, qui est égale à l'écartement des plans (110) du lithium métallique.

4° Si l'on chauffe de nouveau le cristal à 200° C, ces nouvelles taches disparaissent du diagramme et réapparaissent à la même place après refroidissement.

Or, la température de fusion du lithium est 186° C. Ces deux dernières observations prouvent donc l'existence de lithium cristallisé sous sa forme normale, cubique centrée. De la netteté et de la position des taches de diffraction du lithium, on conclut : 1° les grains ont une taille supérieure à 1 000 Å; 2° ils sont orientés par rapport au fluorure de lithium. On trouve, à la précision de 1°, une des relations classiques de la transformation martensitique du fer γ en fer α (orientation de Nishiyama) :

$$(110)_{\mathrm{Li}} // (111)_{\mathrm{LiF}}, \qquad \langle 110 \rangle_{\mathrm{Li}} // \langle 211 \rangle_{\mathrm{LiF}}.$$

Comment interpréter les taches observées juste après l'irradiation et avant tout chauffage à 200° C ? On sait que le lithium peut cristalliser dans d'autres réseaux que le réseau cubique centré. On a trouvé ainsi, à basse température, une forme hexagonale et une forme cubique à faces centrées de paramètre 4,40 Å apparaissant lorsque les cristaux sont comprimés ([2]). Le cristal cubique à faces centrées dont nous avons constaté l'existence a un paramètre très voisin. On pourrait donc admettre que, sous l'action du cristal de fluorure de lithium environnant, le lithium cristallise à température ordinaire dans le réseau cubique à faces centrées

avec un paramètre intermédiaire entre celui déterminé à basse température et celui de LiF.

Quand on chauffe, ce lithium métastable fond et par refroidissement recristallise sous sa forme stable, en épitaxie dans le réseau de LiF. D'ailleurs l'orientation trouvée est voisine de celle déterminée par Barrett dans l'étude de la transformation du lithium cubique à faces centrées en lithium cubique centré.

Un fait montre que le lithium sous sa première forme a un réseau imparfait : c'est l'existence des traînées de diffusion orientées le long des rangées $\langle 111 \rangle$ (³) qui disparaissent dès le premier chauffage et n'apparaissent que pour des taux d'irradiation correspondant à la présence de Li cubique à faces centrées. On peut donc admettre qu'elles sont produites par ces cristaux de lithium imparfaits et sont dues à des irrégularités d'écartement des plans (111) de Li.

Ces observations donnent un exemple de réaction à l'état solide : décomposition de LiF en Li + F qui, à température ordinaire, est déclenchée par les déplacements atomiques dus au bombardement neutronique.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(¹) M. Lambert et A. Guinier, *Comptes rendus*, 425, 1957, p. 526.

(²) C. S. Barrett, *Phase transformations in Solids*, Wiley and Sons, New-York, 1951, p. 351.

(³) M. Lambert et A. Guinier, *Action des rayonnements de grande énergie sur les solides*, Gauthier-Villars, Paris, 1956, p. 116.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Période du rayonnement* E_1 *de* 50 keV *et du niveau de* 286 keV *dans le* ^{223}Ra (AcX). Note (*) de M. **Hamlet Vartapetian**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Par la méthode des coïncidences retardées $\alpha - \gamma$ et $\gamma - \gamma$ on montre que le niveau de 286 keV a une période $T_{1/2} = (7,7 \pm 0,7).10^{-10}$ s et le rayonnement E_1 de 50 keV une période $T_{1/2} = (6,3 \pm 0,7).10^{-10}$ s. On obtient ainsi pour cet E_1 de 50 keV normalement converti dans les couches L_I, L_{II}, L_{III} un facteur d'interdiction de 10^3.

Des transitions E_1 de faible énergie ont été mises en évidence dans les noyaux déformés (¹), (²). Dans un précédent travail (¹) nous avions groupé les transitions E_1 connues dans les noyaux impairs en deux classes : celles de périodes mesurables supérieures à 2.10^{-9} s et celles de périodes inférieures. On constatait alors pour ces deux classes de transitions, des différences vis-à-vis de la conversion interne. En général les transitions E_1 interdites (avec $T_{1/2} > 2.10^{-9}$s) présentent des coefficients de conversion plus élevés que ceux calculés par Rose et Sliv. Ceci pouvant provenir de l'existence de mélange M_2 mais aussi d'une conversion dipolaire anormale; la structure nucléaire devant probablement

intervenir dans le calcul des coefficients de conversion des transitions E_1 interdites.

Récemment Nilsson et Rasmussen [2] ont donné une théorie simplifiée de la conversion interne anormale des E_1 dans les noyaux déformés impairs. Cette théorie prévoit que les anomalies ne peuvent apparaître que pour les transitions très interdites par rapport à celles du modèle à particule indépendante. On peut s'attendre à une conversion anormale si le facteur d'interdiction est supérieur à $1,5.10^4$ (cas du ^{234m}Pa [1])].

Dans cette Note nous donnons une détermination du facteur d'interdiction du rayonnement E_1 de 50 keV du ^{223}Ra obtenu par désintégration α du ^{227}Th (Rd Ac). Pour ce rayonnement, nous indiquions [1] comme période limite $T_{1/2} < 2.10^{-9}$ s.

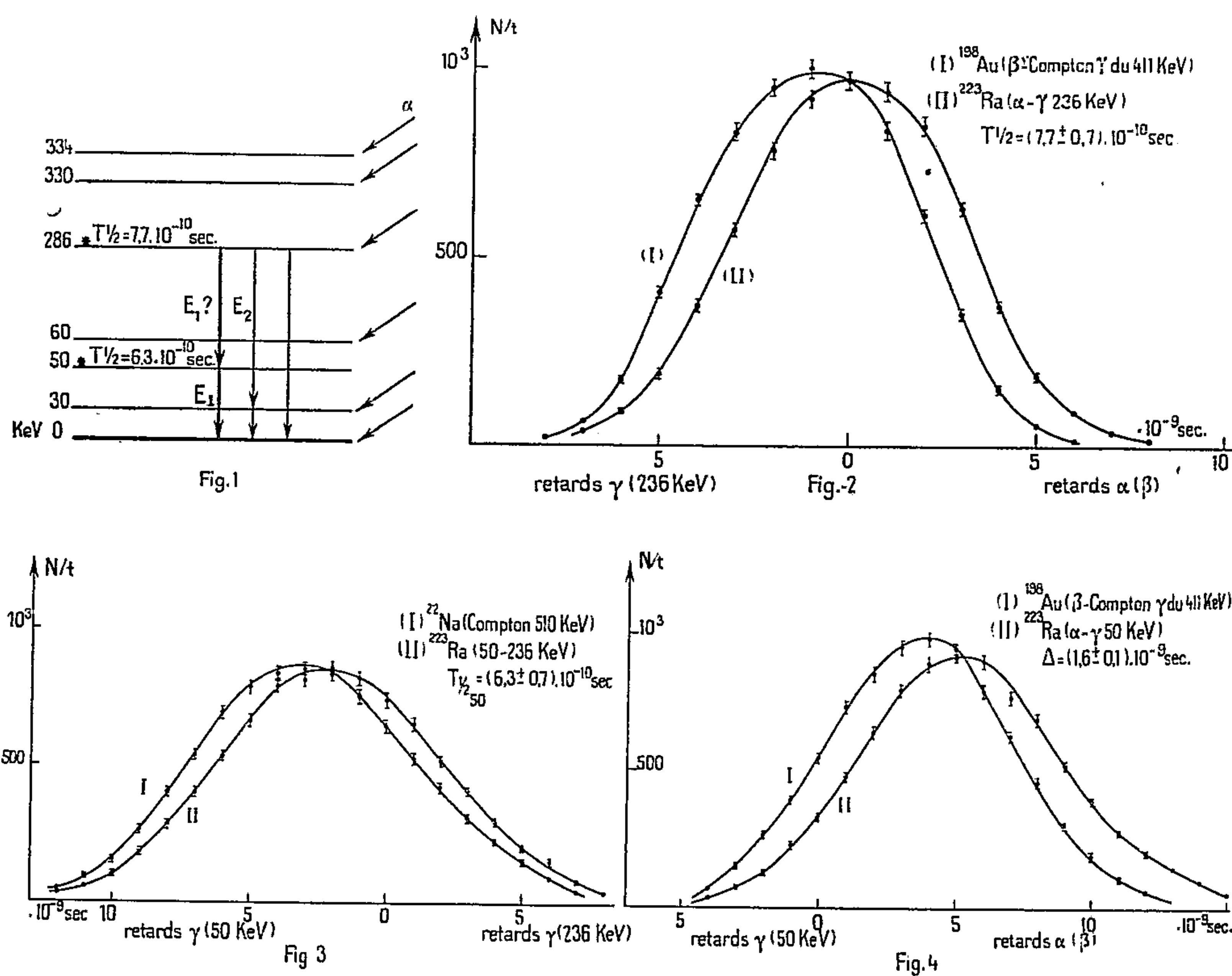


Fig. 1 Fig.-2 Fig 3 Fig. 4

Désexcitation du niveau de 286 V (*fig.* 1). — Le schéma des niveaux du ^{223}Ra, les intensités de structure fine α, ainsi que les propriétés de conversion des principaux rayonnements ont été étudiés par deux groupes d'auteurs [3], [4]. Le rayonnement de 50 keV est un E_1 normal comme le prouve le rapport des coefficients de conversion L_I, L_{II}, L_{III} [3], [4]. Ce rapport est en accord avec celui calculé par Rose et Sliv. Il y a ambiguïté en ce qui concerne la nature des rayonnements de 30, 236 et 286 keV, et l'ordre des transitions de 236 et 50 keV.

Mesure des périodes. — Nous avons étudié les coïncidences α-γ (236 keV) (*fig.* 2), γ(50)-γ(236 keV) (*fig.* 3) et α-γ (50 keV) (*fig.* 4). Les rayons α sont détectés par un cristal d'anthracène, les photons γ par des cristaux INa(Tl). Le système de coïncidence est du type lent-rapide [1], [5]. Les canaux de discrimination d'énergie ont 6 v de large. Les courbes montrent que la période du niveau de 286 keV est $T_{1/2} = (7,7 \pm 0,7).10^{-10}$ s (*fig.* 2) et celle du rayonnement de 50 keV $T_{1/2} = (6,3 \pm 0,7).10^{-10}$ s (*fig.* 3). La mesure de cette dernière période prouve de plus que l'ordre d'émission des photons de 236 et 50 keV est celui indiqué sur la figure 1.

Si l'on trace la courbe de résolution α—50 keV, on doit s'attendre [6] à obtenir un déplacement (ΔT) du centre de gravité de cette courbe, par rapport à celui d'une courbe de référence normalisée à la même aire, de $\Delta T = 1/0,7 (T_{1/2\,286} + T_{1/2\,50}) = (2 \pm 0,2).10^{-9}$ s. Or l'expérience (*fig.* 4) donne $\Delta T = (1,6 \pm 0,1).10^{-9}$ s. Lorsqu'on effectue les coïncidences α—γ (50 keV), le canal γ prend les photons de 50 keV, mais aussi le pic d'échappement des photons X_k de 85 keV, et une fraction des rayonnements Compton des γ de 236, 286 et 330 keV. L'ensemble de ces rayonnements forme approximativement les 17 % du nombre des photons de 50 keV pris dans le canal γ. Or ces rayonnements ont, soit une période de $7,7.10^{-10}$ s (cas du 236, 286 et X_k de conversion), soit une période plus courte comme l'indique la courbe de résolution α-85 keV. La courbe α-50 keV est ainsi complexe, et l'on doit s'attendre, en accord avec l'expérience à une réduction du déplacement théorique ΔT, ainsi qu'à un élargissement de la courbe.

Facteur d'interdiction du rayonnement E_1 de 50 keV. — Le calcul de la vie moyenne γ, effectué en prenant comme coefficient de conversion total (L + M) : $\alpha \simeq 0,6$ donne

$$T_{\gamma 50} \simeq 1,4.10^{-9}\,\text{s}.$$

On obtient par rapport à la formule de Weisskopf, un facteur d'interdiction de 10^3. Or ce rayonnement E_1 de 50 keV, se convertit normalement dans les couches L_I, L_{II}, L_{III}. Il est ainsi plausible d'admettre [2] que pour les noyaux lourds, le facteur d'interdiction au-dessus duquel on doit observer une conversion anormale, est voisin de 10^4.

Il n'est pas exlu que le rayonnement de 236 keV soit un E_1 [[3], [4]) et limite que nous avons obtenue pour le coefficient de conversion $\alpha_{k\text{-}236} < 8,5.10^{-2}$]. La vie moyenne partielle γ est $T_{\gamma\text{-}236} = 2,2.10^{-9}$ s. Si le photon de 236 keV est un E_1, on obtient un facteur d'interdiction de l'ordre de 10^5. Il serait intéressant de mesurer exactement les rapports des coefficients de conversion K et L_I, L_{II}, L_{III} de ce rayonnement.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) H. VARTAPETIAN, *Thèse* à paraître aux *Annales de Physique; Comptes rendus*, 244, 1957, p. 65.

(2) S. NILSSON et J. RASMUSSEN, *Nuclear Physics*, 5, 1958, p. 617.

(3) M. FRILLEY, S. ROSENBLUM, M. VALADARÈS et G. BOUISSIÈRES, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 45 et 16, 1955, p. 378.

(4) PERLMAN et coll., *Tables nucléaires* (sous presse).

(5) L. DICK, R. FOUCHER, N. PERRIN et H. VARTAPETIAN, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1335.

(6) Z. BAY, *Phys. Rev.*, 77, 1950, p. 419.

(Laboratoire de Physique nucléaire d'Orsay, Seine-et-Oise.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la dissociation ionique du nitrate d'argent dans l'éthanol absolu* Note (*) de Mme **MARTHE KIKINDAI**, présentée par M. Paul Pascal.

La variation de la conductibilité des solutions de nitrate d'argent dans l'éthanol absolu est sensiblement proportionnelle à la variation de la température entre 15 et 45°C, le coefficient de la proportionnalité diminuant quand la concentration augmente. L'étude des concentrations inférieures à 4.10^{-3} N nous a permis de déterminer les constantes de dissociation aux différentes températures

Nous avons mesuré la conductibilité du nitrate d'argent en solution dans l'éthanol absolu dans l'intervalle de température 15 à 45°C pour des concentrations comprises entre $1,3.10^{-1}$ et 2.10^{-4} N. Ces mesures ont été faites dans les mêmes conditions que précédemment (1). Nous avons porté Λ conductibilité équivalente en fonction de la température t. Pour chaque concentration étudiée (*fig.* 1) Λ croît proportionnellement à la température, le coefficient de proportionnalité diminuant quand la concentration de la solution augmente. Dans l'intervalle de température considéré on ne constate pas de maximum pour Λ ; mais pour les concentrations supérieures à 10^{-2} N, au-dessus de 35°C la pente de $\Lambda = f(t)$ diminue légèrement. D'autre part l'extrapolation de $\Lambda = f(t)$ vers les basses températures indiquerait que, vers —28°C les conductibilités équivalentes deviendraient très voisines pour toutes les concentrations.

L'étude théorique de la variation de la conductibilité avec la température montre que celle-ci intervient de façon complexe (2). Cependant l'augmentation de Λ avec t montre que, dans l'intervalle de températures considéré, l'accroissement de la conductibilité équivalente limite Λ_0, et la diminution du coefficient de viscosité η (0,0133 à 0,0076) interviennent de façon prépondérente. Car bien que nous ayons une diminution de la constante diélectrique D (26 à 21), l'accroissement des interactions ioniques et la diminution du degré de dissociation n'entraînent pas une diminution de la conductibilité équivalente des solutions.

Nous avons déterminé Λ_0 et K (constante de dissociation) pour des températures comprises entre 15 et 45° C, d'après la méthode (2) de Fuoss-Shedlovsky $[1/\Lambda S = (1/\Lambda_0) + (Cf^2 \Lambda S/K\Lambda_0^2)]$. La détermination de Λ_0

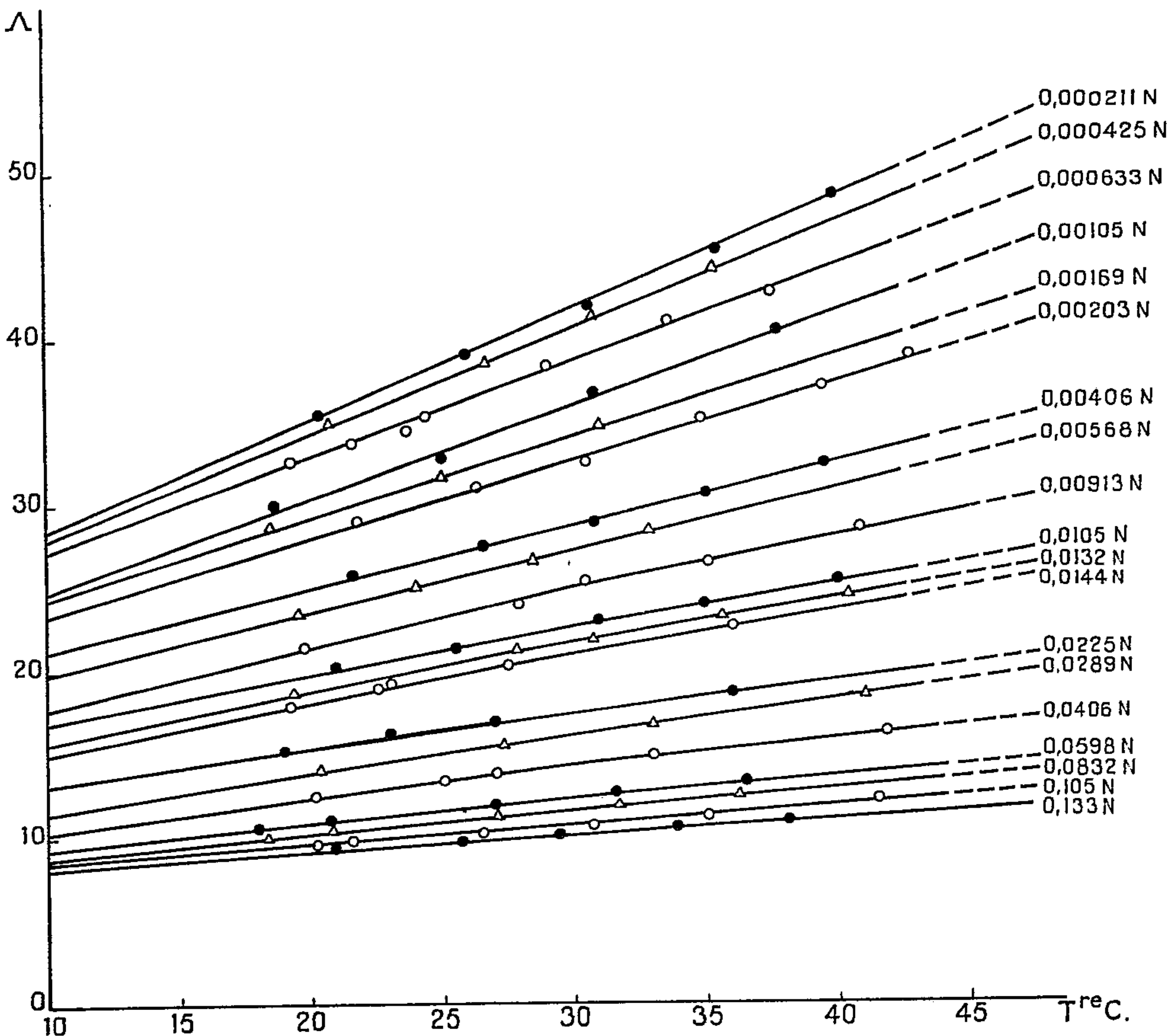
et $K\Lambda_0^2$ a été faite graphiquement et par la méthode des moindres carrés.

Température (°C).	Λ_0(graph.)	Λ_0(cal.)	K(graph.)	K(cal.)
15	34,01	34,19	0,0070	0,0066
20	37,59	37,76	0,0066	0,0057
25	41,45	41,73	0,0060	0,0053
30	45,37	45,38	0,0047	0,0046
35	49,60	49,77	0,0039	0,0038
40	53,76	54,06	0,0036	0,0032
45	59,38	58,20	0,0027	0,0030

La variation de la constante de dissociation en fonction de la température pour un électrolyte et un solvant déterminés peut être exprimée par (4) :

$$-\log K = \frac{A}{T} - C + DT, \qquad (a)$$

A, C et D sont des constantes; T est la température absolue.



Nous avons cherché à déterminer ces constantes d'après nos résultats expé-

rimentaux ($K_{cal.}$) et nous avons trouvé :

$$A = 7538,8, \qquad C = 51,96, \qquad D = 0,09708.$$

L'équation (*a*) prévoit un maximum de K pour la température $T_M = \sqrt{A/D}$, soit ici : $t_M = 5°5C$, correspondant à une valeur $K_M = 0,0071$.

(*) Séance du 10 mars 1958.

[1] *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 412.

[2] KORTUM-BOCKRIS, *Électrochemistry Elsevier*, 1951, p. 201; R. M. FUOSS, *J. Amer. Chem. Soc.*, 56, 1934, p. 1857.

[3] R. M. FUOSS et T. SHEDLOVSKY, *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 1946.

[4] H. S. HARNED et R. A. ROBINSON, *Trans. Faraday, Soc.*, 36, 1940, p. 973.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude du spectre de vibration de la molécule de nickel carbonyle. Énergie de la liaison nickel-carbone.* Note de M. **MICHAËL BIGORGNE**, présentée par M. Georges Chaudron.

Cette étude, effectuée par la méthode de Wilson au moyen des matrices F et G et à partir d'un système de 26 coordonnées internes, fournit les valeurs des constantes de force fondamentales et certaines fonctions thermodynamiques de la molécule $Ni(CO)_4$. Elle permet, en outre, de déterminer la valeur de l'énergie de la liaison nickel-carbone.

La molécule de nickel carbonyle a été définitivement identifiée comme possédant une symétrie tétraédrique par étude de diffraction électronique [1] et par examen aux rayons X [2].

Sur cette base, Crawford et Cross [3] ont effectué l'analyse du spectre de vibration du nickel carbonyle par spectrographie infrarouge et en s'appuyant sur les données fournies par Duncan et Murray [4] sur le spectre Raman. Le spectre Raman a été examiné à nouveau et précisé par Crawford et Horwitz [5]. Enfin Jones [6] a décelé une bande intense à 422 cm^{-1}.

L'examen du spectre de vibration infrarouge du nickel carbonyle dans le même domaine que Crawford et Cross nous a permis de retrouver les maxima d'absorption observés par ces auteurs. A partir de ce système de fréquences, incluant en outre la bande 422 cm^{-1}, nous proposons une nouvelle solution basée sur l'emploi des matrices F et G de Wilson.

On sait que la représentation de la molécule tétraédrique $Ni(CO)_4$ est

$$\Gamma = 2A_1 + 2E + 4F_2 + F_1.$$

La description des modes normaux de vibration (*fig.* 1) se trouve facilitée par la remarque que cette représentation est équivalente à deux fois celle d'une molécule tétraédrique XY_4 plus la représentation F_1.

Le système de 26 coordonnées internes valence-déformation de la figure 2 a

été choisi de façon à rendre compte au mieux du comportement physique de ce système complexe :

s (4), extensions des liaisons Ni—C;

t (4), extensions des liaisons C—O;

α(6), extensions des angles O_i—C_i—Ni—C_j—O_j;

γ(6), déformations, dans les six plans, définies par

$$\gamma_{ij} = (\beta_{ij} + \beta_{ji});$$

δ(6), angles de rotation, autour des six axes passant par l'atome de nickel et perpendiculaires aux six plans, du tétraèdre NiO_4 par rapport au tétraèdre NiC_4

$$\delta_{ij} = \frac{1}{2}(\beta_{ij} - \beta_{ji}).$$

L'attribution des fréquences que nous proposons diffère de celle de Crawford et Cross par les valeurs assignées à ω_9 : 300 cm^{-1}, et à ω_6 : 422 cm^{-1}.

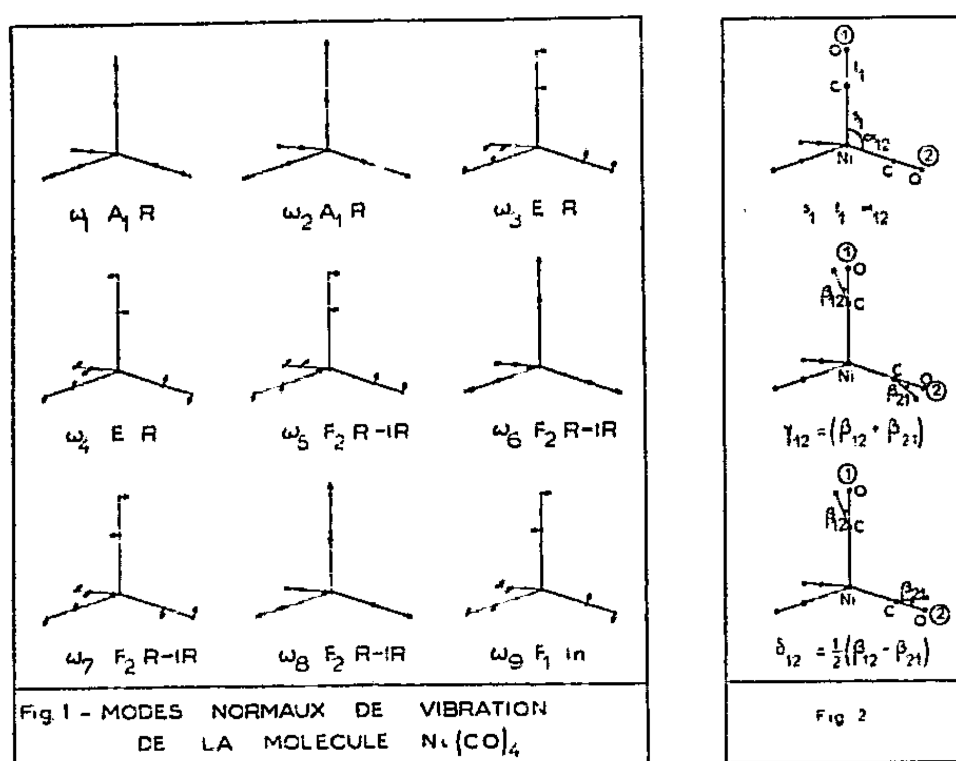


Fig. 1 - MODES NORMAUX DE VIBRATION DE LA MOLECULE $Ni(CO)_4$

Fig. 2

L'utilisation des coordonnées symétriques permet de décomposer l'équation séculaire en équations relatives aux symétries A_1, E, F_2 et F_1, et d'en déduire les valeurs des constantes de force fondamentales et de la constante d'interaction F_s^2 entre deux liaisons Ni—C

$F_s^1 =$	2,95 md/Å,	$\sigma^2 F_\alpha^1 =$	0,07 md/Å,
$F_s^2 = -$	0,15 »	$\tau^2 F_\gamma^1 =$	0,12 »
$F_t =$	16,0 »	$\tau^2 F_\delta^1 =$	0,25 »

L'examen des valeurs de la constante de force F_t, de la fréquence de vibration ω_2 et de la longueur de la liaison C—O permet de conclure que cette liaison n'a perdu qu'un peu du caractère qu'elle possède dans la molécule CO, malgré l'existence de la liaison Ni—C, de sorte que le groupement CO conserve à peu près son intégrité dans la molécule $Ni(CO)_4$.

La molécule $Ni(CO)_4$ peut donc être considérée approximativement comme un édifice de quatre liaisons lâches échangées entre un atome de nickel et quatre groupements CO bien individualisés. On comprend ainsi que cette molécule soit thermiquement peu stable et se dissocie en nickel et oxyde de carbone uniquement.

La connaissance des états de vibration de la molécule $Ni(CO)_4$ nous a permis d'autre part de calculer les fonctions thermodynamiques de cette molécule et d'en déduire la valeur de l'énergie de la liaison nickel-carbone.

La chaleur spécifique, l'entropie et la fonction énergie libre pour 1 mole de $Ni(CO)_4$ à 298° K et sous une pression de 1 atm ont les valeurs approchées suivantes (termes d'anharmonicité négligés) :

$$C_V = 32,8 \text{ cal.degré}^{-1}.\text{mole}^{-1},$$
$$S^0 = 97,1 \quad \text{»}$$
$$-\frac{F^0 - E^0_0}{T} = 73,6 \quad \text{»}$$

La variation d'enthalpie accompagnant la réaction



$$Ni_{(s)} + 4CO_{(g)} \rightarrow Ni(CO)_{4(g)}$$

peut être déterminée à partir de la fonction énergie libre de $Ni(CO)_4$ et de la constante d'équilibre de cette réaction équilibrée, déterminée par Sykes ([7]) à 400° K :

$$K_{p,400} = 17,4.10^{-3} \text{ atm}^{-3}.$$

D'où

$$\Delta F^0_{400} = 3,22 \text{ kcal} \quad \text{et} \quad \Delta H^0_0 = -34 \text{ kcal}.$$

De cette valeur de ΔH^0_0 et de celle de $\Delta(H^0_{298} - H^0_0)$ on obtient pour la réaction considérée :

$$\Delta H^0_{298} = -36,4 \pm 1 \text{ kcal}.$$

Récemment ([8]), Fischer, Cotton et Wilkinson ont déterminé la même grandeur par mesure calorimétrique de l'enthalpie de combustion de $Ni(CO)_4$ et annoncent une valeur de — 39,1 ± 0,5 kcal.

ΔH^0_{298} a une signification physique bien précise et représente l'énergie de dissociation de la molécule $Ni(CO)_4$. Sans faire d'erreur importante, on peut donc dire que l'énergie de dissociation d'un atome de nickel d'avec un groupement CO est 9 kcal.

Par ailleurs, il est possible d'évaluer l'énergie de la liaison C—O dans $Ni(CO)_4$ en la comparant à celle que cette liaison possède dans l'oxyde de carbone d'une part (257,3 kcal/mole) et dans les cétones d'autre part (164 kcal/mole), bien que, comme l'ont fait remarquer Cable et Sheline ([9]), à la suite de Nyholm, l'hybridation de l'atome de carbone dans les cétones soit du type sp^2, alors qu'elle est du type sp dans $Ni(CO)_4$; cependant la fréquence de

vibration C—O des cétones n'est pas affectée par la résonance et l'atome de carbone se déplace avec une contrainte minima.

Posant que l'énergie de la liaison C—O dans ces composés varie comme les constantes de force de cette liaison, nous trouvons qu'elle a pour valeur 218 kcal/mole dans $Ni(CO)_4$. Il en résulte, si l'on tient compte du changement d'énergie subi par la liaison C—O en passant de l'oxyde de carbone au nickel carbonyle, que l'énergie de la liaison nickel-carbone dans le nickel carbonyle est voisine de 73 kcal/mole.

(1) BROCKWAY et CROSS, *J. Chem. Phys.*, 3, 1935, p. 828.
(2) LADELL, POST et FANKUCHEN, *Acta Cryst.*, 5, 1952, p. 795.
(3) CRAWFORD et CROSS, *J. Chem. Phys.*, 6, 1938, p. 525.
(4) DUNCAN et MURRAY, *J. Chem. Phys.*, 2, 1934, p. 636.
(5) CRAWFORD et HORWITZ, *J. Chem. Phys.*, 16, 1948, p. 147.
(6) JONES, *J. Chem. Phys.*, 23, 1955, p. 2448.
(7) SYKES et TOWNSHEND, *J. Chem. Soc.*, 1955, p. 2528.
(8) FISCHER, COTTON et WILKINSON, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 2044.
(9) CABLE et SHELINE, *Chem. Rev.*, 56, 1956, p. 1.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Méthode rapide de préparation de coupes métalliques minces destinées à l'examen direct dans le microscope électronique.* Note (*) de MM. **PAUL MIRAND** et **ADRIEN SAULNIER**, présentée par M. Georges Chaudron.

Une méthode simple permet de préparer rapidement à partir d'échantillons massifs de métaux ou d'alliages, des coupes minces, transparentes aux électrons qui sont ensuite examinées dans le microscope électronique. La diffraction et la microdiffraction des électrons sur les plages observées rendent possibles l'identification des phases et la détermination de leurs orientations respectives.

L'amincissement des échantillons métalliques, destinés à l'examen direct dans le miscroscope électronique, s'effectuait jusqu'à présent par dissolution électrolytique (1) suivie de bombardement ionique (2). Mais cette technique est longue et délicate.

Nous avons mis au point une méthode d'amincissement rapide, qui ne nécessite aucun appareillage spécial et ne perturbe pas la structure de l'échantillon. Elle consiste à placer la préparation préalablement amenée à une épaisseur de quelques centièmes de millimètre, à l'anode d'un appareil de polissage électrolytique automatique sur un diaphragme de 5 mm de diamètre contre lequel elle est plaquée à l'aide d'une pièce métallique de même nature. L'électrolyte est celui qui est normalement utilisé à polir le métal ou l'alliage considéré. On effectue deux ou trois polissages alternés de 5 à 10 s chacun, sur chaque face de la préparation pour en réduire l'épaisseur et éliminer les couches écrouies, puis un dernier polissage,

prolongé pendant 20 s, au cours duquel de petits fragments de l'échantillon sont entraînés dans l'électrolyte. Ces fragments sont recueillis et

PLANCHE I. — Micrographies électroniques par transmission.

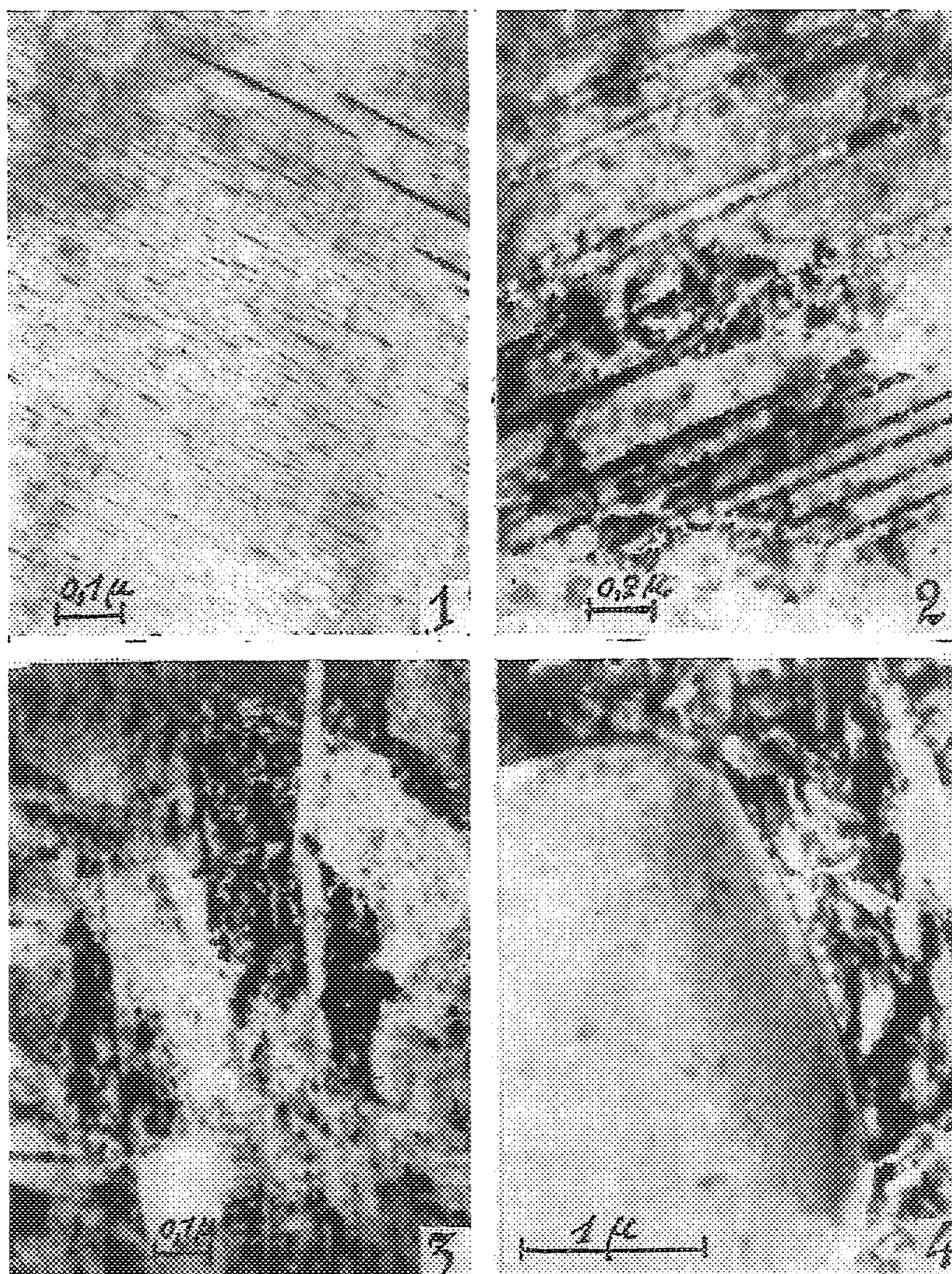


Fig. 1. — Alliage Al-Cu 4 % trempé et revenu 21 jours à 150°C. Phases θ″ et θ′. (G × 80 000.)

Fig. 2. — Alliage Ti-Cu 2 %, 2 h à 900°C et trempé. Plaquettes de phase α de Widmanstäten contenant des globules de Ti_2Cu dans une matrice β. (G × 40 000.)

Fig. 3. — Alliage Ti-Al 6 %, V 4 %. Trempé à 850°C. Revenu 15 mn à 490°C. Empilements aciculaires de plaquettes de phase ω. (G × 70 000.)

Fig. 4. — Alliage Ti-Al 4 %, Mn 4 %. Trempé à 800°C. Revenu 2 h à 600°C. Grain α et grain β décomposé en ω et α. (G × 22 500).

lavés à la manière habituelle. Ils ont une épaisseur d'environ 300-400 Å, suffisamment régulière sur des plages de plusieurs dizaines de microns. Ils fournissent de bonnes images électroniques auxquelles on peut faire correspondre des diagrammes de diffraction et de microdiffraction des électrons. La très mince pellicule d'oxyde dont ils sont parfois recouverts ne constitue pas une gêne appréciable pour les interprétations.

Une série de métaux et alliages ont été étudiés par cette technique, notamment les alliages légers, le titane et ses alliages, le zirconium. Quelques micrographies électroniques et diagrammes de diffraction sont reproduits sur les planches I et II. Dans le cas des Al-Cu 4 %, les phases θ' et θ'' ont été observées et identifiées par leurs images de diffraction, de

Planche II. — Microdiffraction des électrons sur des plages de 2,5 μ de diamètre.

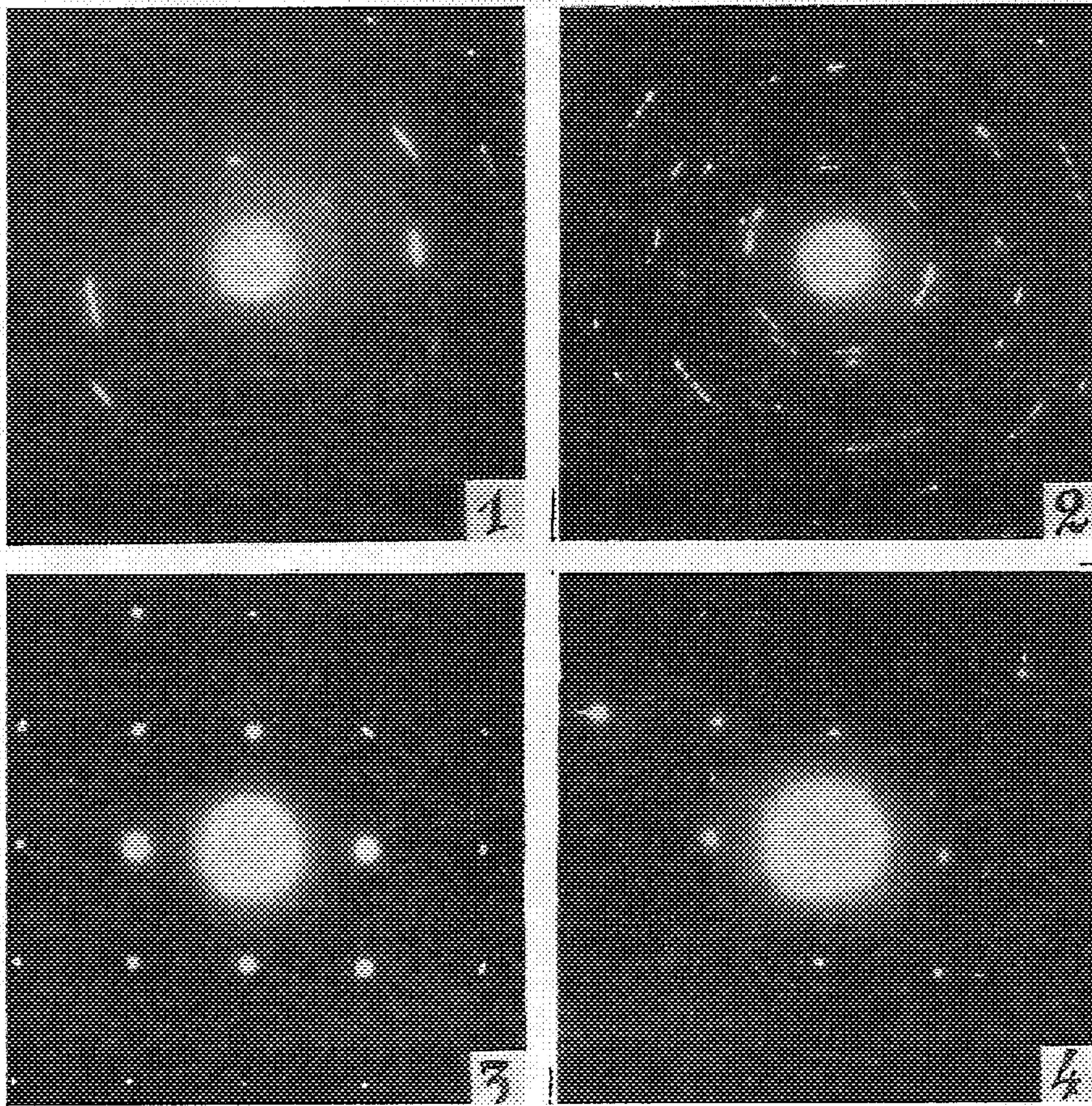


Fig. 1. — Titane écroui.

Fig. 2. — Titane restauré par recuit de 30 mn à 500°C.

Fig. 3. — Alliage Al-Cu 4 % trempé : solution solide α d'orientation (100) [100].

Fig. 4. — Alliage Al-Cu 4 % trempé, revenu 21 jours à 150°C. Solution solide α de même orientation que la figure précédente et taches supplémentaires dues à la phase θ'.

même les phases α, β et ω de différents alliages de titane. Dans l'étude de la recristallisation du titane, nous avons pu retrouver par examen direct du métal les cellules de restauration précédemment décelées par nous sur des répliques de surface (3) et déterminer leur structure à l'aide de clichés de microdiffraction des électrons, effectués sur des plages de 1,5 à 2,5 μ de diamètre. Ces exemples ne sont pas limitatifs.

La méthode étend ainsi les avantages de l'examen direct aux études métallographiques systématiques confinées jusqu'à présent dans les techniques de réplique par suite des difficultés d'amincissement des préparations.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) R. D. HEIDENREICH, *J. Appl. Phys.*, 20, 1949, p. 993-1010.

(2) R. CASTAING et P. LABORIE, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1330.

(3) A. SAULNIER, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1319.

(*Service de Recherches et Essais Physiques de Péchiney, Chambéry.*)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Méthode de préparation de bicristaux d'aluminium pur d'orientations déterminées à l'avance.* Note (*) de MM. **Claude Goux** et **Jean Montuelle**, présentée par M. Georges Chaudron.

Pour la préparation de bicristaux d'aluminium pur, nous avons utilisé une méthode par fusion du type de celle décrite par Chalmers (1). Deux germes monocristallins convenablement orientés sont soudés à une plaquette polycristalline; les orientations relatives de ces deux germes sont communiquées à cette dernière par fusion et cristallisation progressives.

Les germes, d'une longueur de 10 cm, proviennent de monocristaux de fusion d'orientations quelconques mais repérées à l'avance. Ils sont montés sur chacun des éléments d'un support double; chaque élément peut être déplacé à volonté par rapport au support, ce qui permet d'orienter les germes. Les orientations sont déterminées par des diagrammes de Laue en retour. Un repérage indéréglable du film par rapport à la chambre photographique et le calcul, d'après les éléments du diagramme, de la distance exacte film-échantillon, permettent des déterminations d'orientations à 10′ près. Les positions des germes sont corrigées d'après les indications des diagrammes à plusieurs reprises jusqu'à l'obtention d'un réglage satisfaisant.

Une plaquette polycristalline est soudée aux extrémités des germes ainsi orientés : cette opération est effectuée sous vide et avec chauffage par induction. Sous vide, les échantillons préalablement décapés par polissage chimique, se soudent facilement.

Les opérations de fusion et de cristallisation progressives sont réalisées sous vide pour éviter la formation de soufflures ou de porosités dans le métal solidifié. L'ensemble germes-plaquette est placé sur un support fixe dans un long four tubulaire, fixe également, dont la température est légèrement inférieure à la température de fusion de l'aluminium. La fusion et la cristallisation progressives sont obtenues grâce à un petit anneau chauffant se déplaçant à l'intérieur du premier four à la vitesse de 8 cm/h. Cette disposition, en diminuant la valeur du gradient thermique dans les échantillons, limite les contraintes prenant naissance pendant le refroidissement.

Dans la suite, une fraction d'échantillon bicristallin tronçonnée par sciage électrolytique, pourra servir à son tour de germe pour la préparation d'une nouvelle longueur de bicristal; cette opération peut être répétée à volonté.

Nous avons constaté que lorsque les axes [100] des germes sont peu inclinés sur l'axe de l'échantillon, le joint du bicristal est très régulier et parallèle à l'axe longitudinal de l'échantillon. Par contre, lorsque l'angle entre l'axe [100] des germes et l'axe de l'échantillon dépasse une dizaine de degrés, le joint présente des irrégularités plus ou moins prononcées constituées par les extrémités d'axes dendritiques; de plus, la longueur de ces dendrites varie de façon irrégulière de sorte que la ligne générale du joint ne se dispose plus parallèlement à l'axe de l'éprouvette et suit un contour plus ou moins sinueux.

Nous avons étudié la perfection de nos échantillons par la méthode de Guinier et Tennevin ([2]). Il semble que la perfection du réseau soit notablement supérieure à celle qu'indique la plupart des auteurs pour les cristaux de fusion : en effet, nous n'avons décelé, entre les plans réticulaires de régions contiguës des cristaux, que des désorientations de quelques minutes d'arc. Ces résultats, comparables à ceux de Noggle et Koehler ([3]), nous paraissent pouvoir être attribués au faible gradient de température existant à tout moment dans la partie solidifiée de l'éprouvette.

D'autre part, malgré ces désorientations locales du réseau cristallin, les orientations relatives des deux cristaux se conservent en moyenne sur de grandes longueurs. C'est ainsi que nous avons fabriqué en trois opérations, suivant la technique décrite plus haut, un échantillon bicristallin d'une longueur totale de 50 cm; aux erreurs de détermination près, c'est-à-dire à 30 minutes d'arc près, on retrouve à l'extrémité du bicristal les mêmes orientations relatives que dans les germes de départ.

Nous nous proposons d'étudier les propriétés du joint en fonction des différences d'orientation des cristaux, notamment par des expériences de diffusion.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) B. Chalmers, *Canad. J. Phys.*, 31, 1953, p. 132.

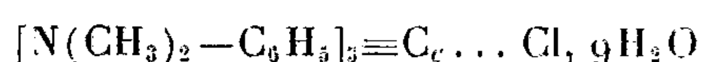
(2) A. Guinier et J. Tennevin, *Acta Cryst.*, 2, 1949, p. 133.

(3) T. S. Noggle et J. S. Koehler, *Acta métal.*, 3, 1955, p. 260.

(Centre d'études de Chimie Métallurgique du C. N. R. S., Laboratoire de Vitry.)

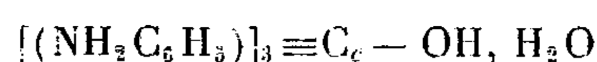
CHIMIE CRISTALLOGRAPHIQUE. — *Sur la stéréochimie aux rayons X de la pararosaniline et du violet hexaméthylé.* Note de Mlle Cécile Stora, présentée par M. Paul Pascal.

L'étude aux rayons X des cristaux de violet hexaméthylé



$$[N(CH_3)_2-C_6H_5]_3\equiv C_c\ldots Cl,\ 9H_2O$$

et de son carbinol non méthylé la pararosaniline



$$[(NH_2C_6H_5)]_3\equiv C_c-OH,\ H_2O$$

a été entreprise pour éclairer les nombreuses théories émises au sujet de la formation des colorants halochromes (1) du triarylméthane. Les deux mailles élémentaires renferment chacune deux molécules, mais avec 18 H_2O pour la première et 2 H_2O pour la deuxième, ce qui d'ailleurs complique notablement leur détermination structurale précise. Nous nous contenterons dans la présente étude des conclusions générales sur la forme de la molécule déduites de la comparaison des projections de Patterson.

A. Projections (*xyo*). — *a. Pararosaniline* (*fig.* 1). — Sur cette projection ponctualisée aucune densité de Patterson ne s'observe sur les traces

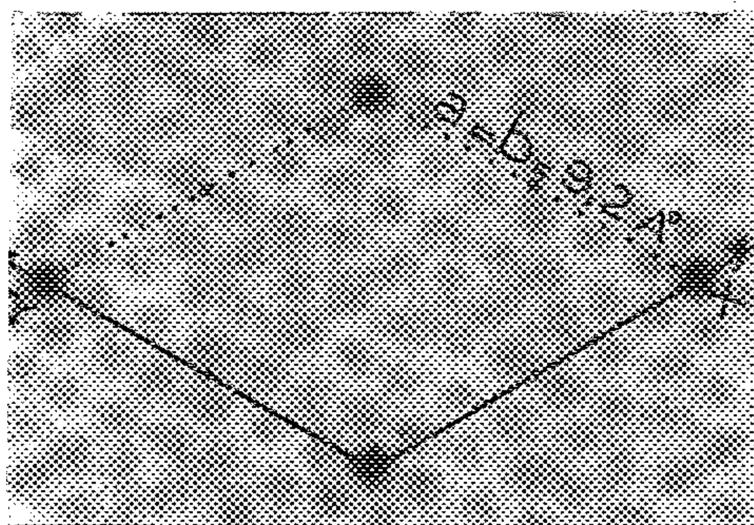


Fig. 1.

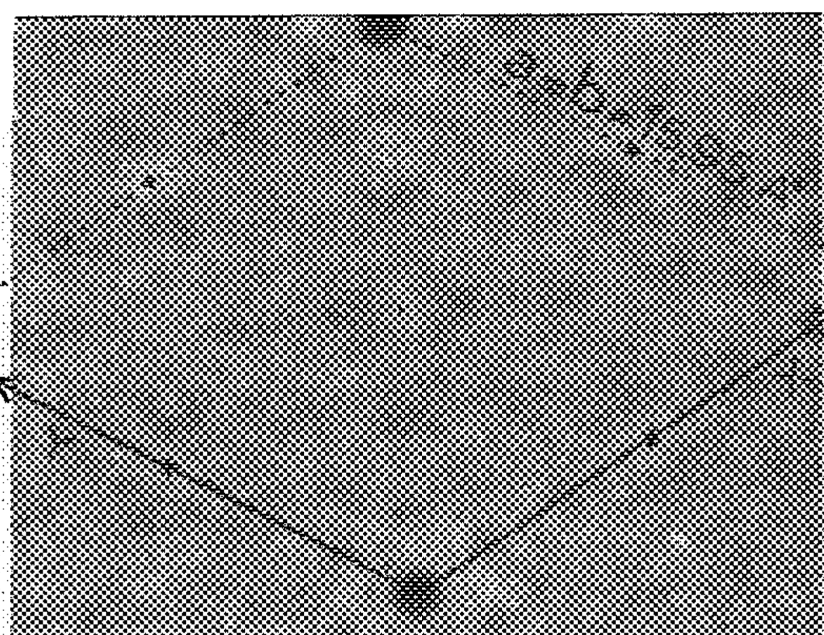


Fig. 2.

des deux axes ternaires intérieurs à la maille élémentaire aux 1/3 et 2/3 de la grande diagonale. Ceci, joint à l'ensemble de sommets formant une figure triangulaire autour de ces axes, serait compatible avec l'existence de deux

molécules toutes deux centrées sur l'axe Oz seulement. L'ensemble des six sommets formant un hexagone régulier de côté 1,4 Å centré sur l'origine, correspond, sans ambiguïté possible, à la superposition des vecteurs C—C des côtés des phényles de la molécule. Le premier sommet de cet hexagone faisant un angle de 10° environ avec l'axe Ox indique que le premier phényle d'un résidu trityle fait un angle de 10 ou 70° avec l'axe Ox.

b. Violet hexaméthylé (*fig.* 2). — Cette projection ponctualisée présente au contraire sur chacun des deux axes ternaires internes un sommet entouré de six autres à peu près disposés en hexagone. Une telle figure serait compatible avec la présence d'atomes de chlore ou de résidus trityles centrés par leur carbone central sur les axes ternaires. On retrouve, comme précédemment, autour de l'origine six sommets formant un hexagone de 1,4 Å environ de côté, dont le premier sommet faisant un angle de 30° avec l'axe Ox indique que le premier phényle d'un résidu trityle substitué fait avec l'axe Ox un angle de 30 ou de 90°.

B. Projections (xoz). — *a. Pararosaniline* (*fig.* 3). — On note immédiatement sur cette projection corrigée de la température, que l'axe Ox est très peu chargé en sommets de Patterson, ce qui rend peu probable la planéité pour la molécule. L'ensemble des sommets se répartissent, par contre, sur cinq bandes à peu près parallèles à l'axe Ox et distantes entre elles de 1,8 Å environ. Cette répartition répondrait bien à l'existence d'une molécule dont le groupe oxhydrile serait fixé sur le carbone central et dont les phényles seraient inclinés sur ce carbone central d'un angle dont on ne peut dire encore s'il est tétraédrique ou non. Les sommets de Patterson se placent en effet sur des lignes secondaires disposées nettement en losange par rapport aux axes Ox et Oy.

b. Violet cristallisé (*fig.* 4). — A l'encontre de la projection précédente, les sommets les plus importants de cette figure s'alignent sur deux bandes seulement, toutes deux parallèles à Ox : l'une étant l'axe Ox lui-même et l'autre à la côte $z = 1/2$. Une telle disposition est en faveur d'une *molécule en grande partie plane*, les deux molécules de la maille se trouvant dans plans distants entre eux de $c/2 = 3,86$ Å. Cette distance de 3,86 Å, qui est de l'ordre d'une juxtaposition moléculaire par forces de Van der Waals, écarte la possibilité d'une fixation de l'halogène sur le carbone central du résidu trityle substitué, par une liaison covalente (1,76 Å) ou ionique (1,96 Å) car ces deux sortes de liaisons introduiraient des sommets importants de Patterson parallèlement à Ox, à la côte $z = 1/4$ environ.

En résumé, il ressort de cette étude préliminaire que dans le cristal de violet hexaméthylé le *résidu trityle* triaminohexaméthylé *paraît en grande partie plan*, le chlore se trouvant aussi dans ce plan, donc vraisemblablement uni aux groupes $N(CH_3)_3$ puisqu'il ne peut l'être au carbone central. Par contre, dans la molécule de pararosaniline, l'oxhydrile paraît fixé au

carbone central du résidu trityle, servant d'axe ternaire aux phényles aminés qui seraient inclinés sur lui d'un angle supérieur à 90°. Ceci amène à penser que si l'action de l'acide bromhydrique sur le tritanol conduit à un composé dont le carbone est du type diamant [tritane bromé ([2])], son

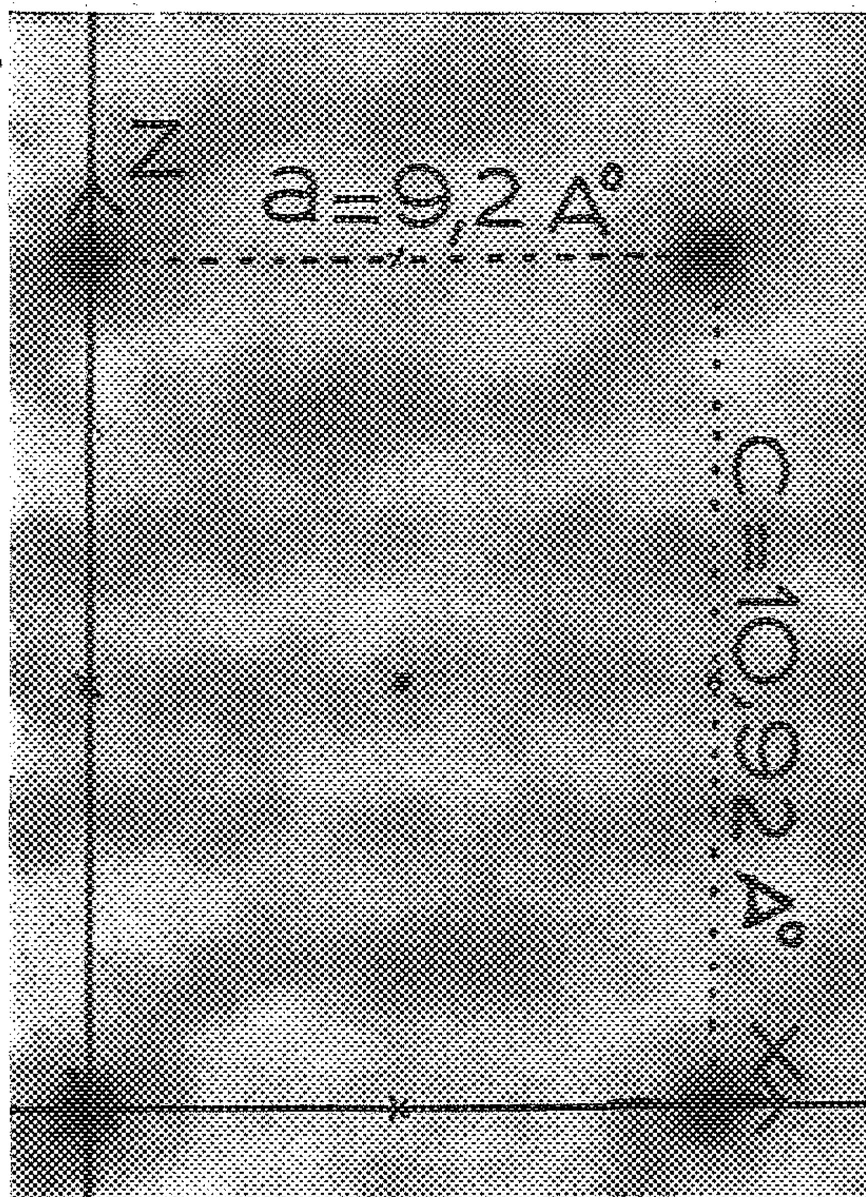


Fig. 3.

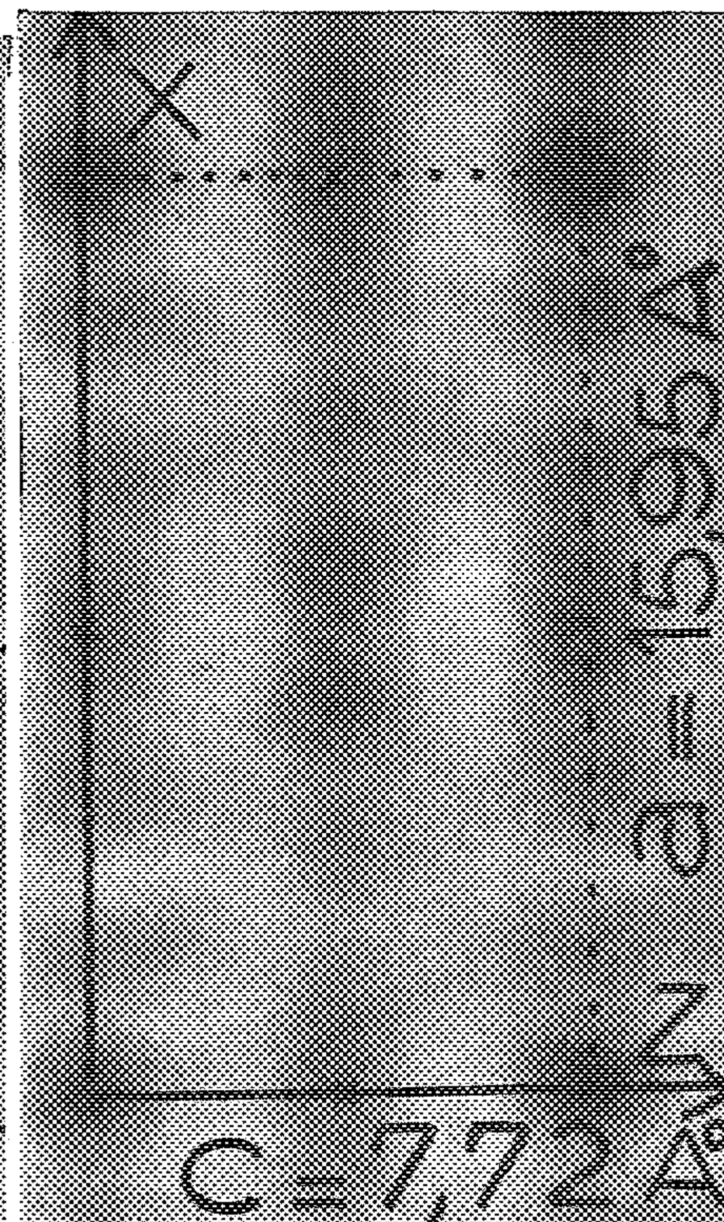


Fig. 4.

action sur le tritanol triaminé fournirait un sel dont le carbone central serait du type graphite. La formation de sels du triphénylméthane substitué du type triarylméthyle plan avait déjà été prévu par la Chimie théorique ([3]) mais sans qu'on ait eu encore la certitude absolue du passage d'un carbone genre diamant au carbone type graphite par action d'un acide. La structure précise des deux cristaux fixera le degré de validité des théories émises au sujet de la formation des sels de tritanol triaminé, la théorie de l'ion carbénium paraissant déjà à rejeter, pour l'état cristallin du moins.

(1) P. Rumpf, *Ann. Chim.*, **11**, 1935, p. 327-442.

(2) J. Landais, *Bull. Soc. Chim.*, **20**, 1953, p. 648; C. Stora, *Bull. Soc. Chim.*, **20**, 1953, p. 1059; *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 1626.

(3) E. Huckel, *Z. Electrecktrochem.*, **43**, 1937, p. 752.

CHIMIE MINÉRALE. — *Comportement thermique de molybdates de nickel hydratés.* Note de Mme Françoise Corbet, MM. René Stefani, Jean-Claude Merlin et Charles Eyraud, présentée par M. Paul Pascal.

Les recherches concernant les molybdates de nickel sont, soit très anciennes, soit très récentes, étant donné l'intérêt de ces composés en catalyse [1].

Marckwald [2], le premier, a essayé de déterminer la constitution de molybdates de nickel préparés par voie humide. Colleuille [3] a préparé un sel hydraté, qui lui a permis d'obtenir le molybdate anhydre Mo O_4 Ni dont il a donné le diagramme de diffraction X.

Dans le but d'étudier le comportement thermique du molybdate de nickel hydraté signalé par Marckwald et par Colleuille, nous nous sommes attachés à définir très exactement les conditions d'obtention et les protocoles de déshydratation.

L'étude de l'influence des pH de précipitation nous a permis de mettre en évidence non pas une, mais deux phases solides hydratées caractérisées par leurs clichés de diffraction X.

Ces deux hydrates sont préparés par addition d'une solution du sel $(NO_3)_2$ Ni, 6 H_2O dans l'eau distillée à une solution à l'ébullition de trioxyde de molybdène dans l'ammoniaque diluée. Les deux solutions contenaient au départ des quantités stœchiométriques des réactifs, correspondant à un atome de nickel pour un atome de molybdène. La variation du pH de précipitation est réalisée par variation de la quantité d'ammoniaque utilisée pour dissoudre le trioxyde de molybdène.

TYPE O				TYPE M				TYPE F						TYPE N			
i	d	i	d	i	d	i	d	i	d	i	d	i	d	i	d	i	d
ti	8,21	tf	1,584	i	7,29	f	1,733	ti	6,16	m	2,18	f	1,550	m	6,70	m	1,987
tf	4,57	m	1,592	i	5,07	m	1,662	f	5,50	f	2,15	f	1,537	f	6,20	tf	1,944
m	4,30	m	1,471	f	4,71	tf	1,593	f	4,94	f	2,09	f	1,519	f	4,97	m	1,904
m	4,06	f	1,426	i	3,77	m	1,574	m	4,67	ti	2,05	ti	1,493	f	4,64	tf	1,851
ti	3,26	af	1,369	f	3,64	f	1,550	f	4,44	m	1,976	m	1,453	tf	4,46	m	1,742
ti	2,99	f	1,326	i	3,34	m	1,502	f	4,38	f	1,952	m	1,435	m	3,78	m	1,695
m	2,81	tf	1,287	i	3,01	tf	1,455	f	4,07	ti	1,907	i	1,407	m	3,50	f	1,665
af	2,68	af	1,267	f	2,77	tf	1,405	m	3,77	f	1,871	i	1,393	tf	3,42	m	1,638
m	2,46			m	2,67	tf	1,395	ti	3,50	f	1,840	tf	1,379	ti	3,35	tf	1,598
f	2,36			i	2,59	tf	1,370	m	3,33	f	1,827	tf	1,368	m	3,27	m	1,571
f	2,27			tf	2,53	tf	1,334	f	3,27	f	1,820	tf	1,359	m	3,12	tf	1,546
af	2,20			f	2,41	f	1,309	tf	3,24	f	1,794	tf	1,337	m	2,77	m	1,524
af	2,13			tf	2,36	tf	1,274	f	3,16	f	1,745	m	1,282	tf	2,71	f	1,459
m	2,05			m	2,31	tf	1,256	ti	3,09	m	1,712	m	1,277	m	2,65	m	1,435
af	2,02			f	2,23	tf	1,242	f	3,00	tf	1,695	m	1,265	f	2,48	f	1,379
m	1,911			f	2,00			ti	2,74	i	1,628	m	1,261	m	2,30	tf	1,274
m	1,808			f	1,960			f	2,64	i	1,615	i	1,234	m	2,22	m	1,204
m	1,710			m	1,851			m	2,47	i	1,591	f	1,214	tf	2,18		
f	1,671			f	1,807			m	2,40	i	1,581			f	2,15		
af	1,639			m	1,788			m	2,32	f	1,564			f	2,05		

ti : trés intense; i : intense; m : moyenne; af : assez faible; f : faible; tf : trés faible.

Pour des pH de précipitation inférieurs à 5,6, le produit obtenu est jaune, stœchiométrique en nickel-molybdène, caractérisé par un cliché de diffraction X du type O du tableau ci-dessus. Il correspond à la formule MoO_4Ni, $x\,H_2O$, $\varepsilon\,NH_3$.

Pour des pH supérieurs à 6, le produit obtenu est vert pâle, basique, caractérisé par un cliché de diffraction du type M. Il correspond à la formule MoO_3, $y\,NiO$, $z\,H_2O$, $\varepsilon'\,NH_3$. y est toujours plus grand que 1 et croît entre 1 et 2 en même temps que le pH de précipitation.

Aux pH intermédiaires les deux phases coprécipitent comme le montrent les diagrammes de diffraction X.

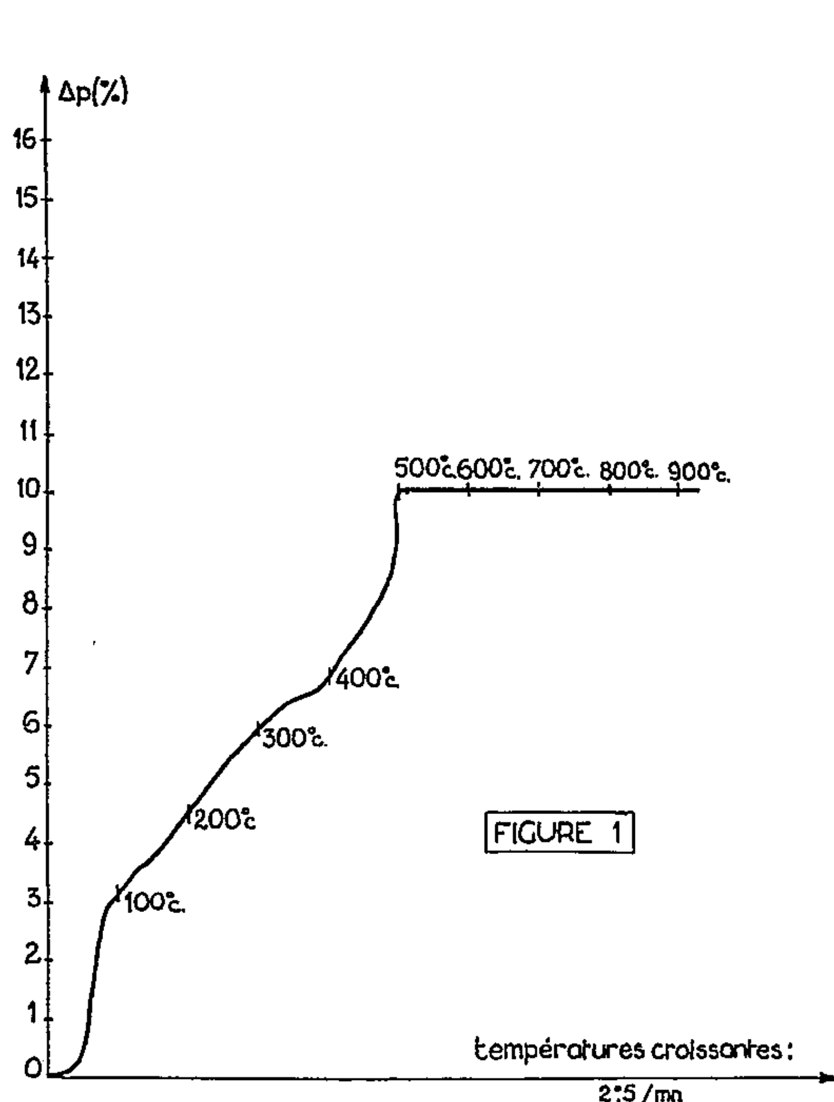


Fig. 1.

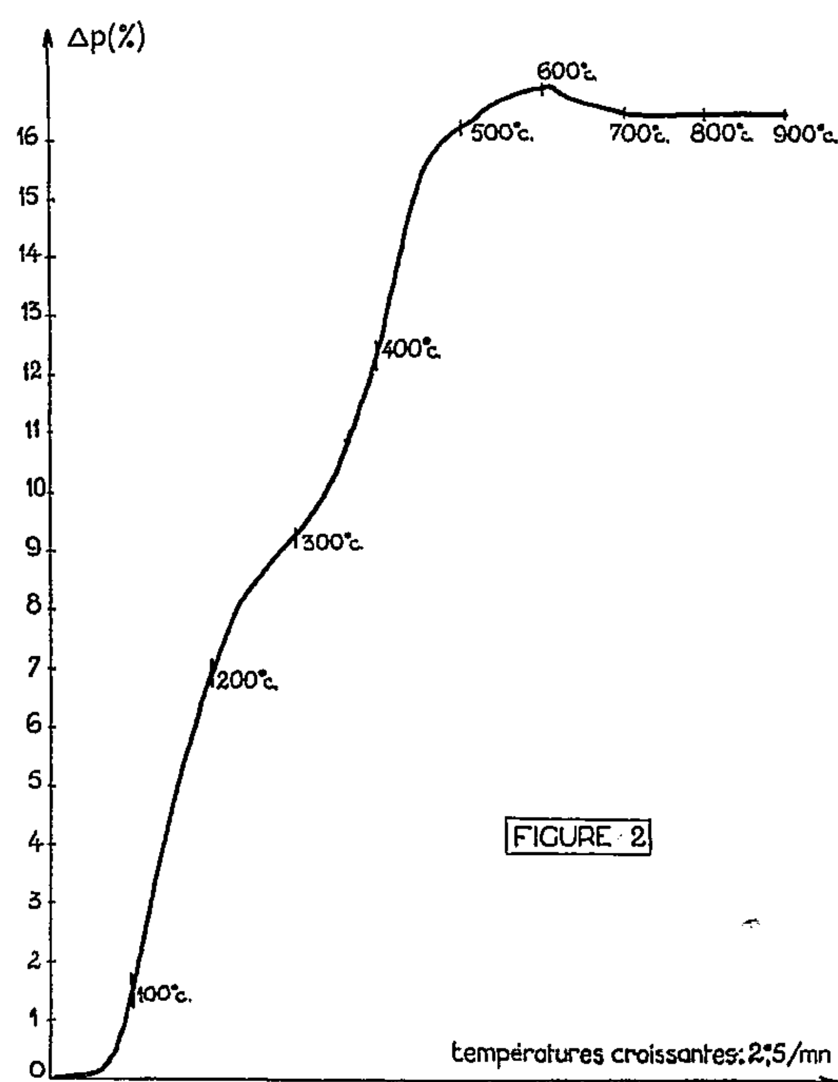


Fig. 2.

La figure 1 représente la perte de poids du molybdate hydraté « type O », réalisée à la thermobalance Chevenard avec une montée de température de 2,5° C/mn. A 900° C le produit final correspond au molybdate de nickel anhydre obtenu par Colleuille [3]. Il se caractérise par un diagramme de diffraction X de type P du tableau ci-joint. Le traitement du même produit sous vide, à la thermobalance Eyraud conduit à la même phase finale. L'ammoniac contenu dans le produit de départ (0,8 à 1 %) n'a pas d'influence réductrice.

La figure 2 représente le comportement thermique à l'air du molybdate basique étudié à la thermobalance Chevenard. Le programme de montée de température est identique au précédent. La première perte d'eau

jusqu'à 300° C ne change pas le diagramme de diffraction X du produit. Entre 600 et 900° C une reprise de poids correspond à une réoxydation à l'air d'une phase réduite. La phase réduite a pu être caractérisée par un cliché de diffraction X réalisé en arrêtant le chauffage à 600° C. En plus d'un diagramme flou d'oxyde de nickel Ni O, mal organisé, on observe une famille de raies caractéristiques de cette phase réduite (type N du tableau). La réduction résulte de la teneur en ammoniac qui est de 1,7 % pour le produit étudié, et qui varie avec le pH de précipitation. On obtient aussi cette famille de raies par chauffage sous vide, à une pression inférieure à 10^{-3} mm de mercure, du même hydrate de départ. Les raies en question n'ont pas été indexées, ni d'ailleurs celles des autres diagrammes O, M et P. Les mailles élémentaires qui leur correspondent appartiennent aux systèmes triclinique ou peut-être monoclinique. La réoxydation par chauffage à l'air de cette phase réduite conduit au molybdate anhydre stœchiométrique MoO_4Ni, à côté du Ni O correspondant à l'excès de nickel du molybdate basique de départ.

Nous avons donc mis en évidence deux structures cristallines hydratées de molybdates de nickel, dont l'une est stœchiométrique en molybdène-nickel, l'autre basique et de composition chimique variable. Le chauffage du composé stœchiométrique conduit au molybdate stœchiométrique anhydre. Le chauffage des composés basiques conduit, du fait de la présence d'ammoniac et de l'excès de nickel, à deux phases : l'une constituée d'un molybdate réduit à un degré d'oxydation global compris entre Mo^{+5} et Mo^{+6}, l'autre constituée de Ni O. On passe de la phase réduite au molybdate MoO_4Ni par chauffage à l'air au-dessus de 610° C.

(1) A. Silvent et Y. Trambouze, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1416.
(2) Marckwald, *Inaug. Diss. Basel*, Berlin, 1895.
(3) Y. Colleuille, *Thèse*, Lyon, 1955.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur l'évolution de la structure de la zircone quadratique provoquée par la dissolution de petites quantités d'oxydes étrangers.* Note (*) de MM. **Jochen Stocker, Robert Collongues** et Mlle **Monique Moser**, présentée par M. Georges Chaudron.

On connaît deux variétés allotropiques de la zircone pure : la variété monoclinique stable de la température ordinaire à 1 100° environ et la variété quadratique stable au-dessus de 1 100°. Au-dessus de 1 900° existerait une forme cubique qui n'a pu être préparée qu'à l'état métastable à basse température (1), (2). Cette forme cubique peut être stabilisée par dissolution d'oxydes étrangers tels que la chaux ou la magnésie. Les mailles cristallines de ces trois variétés sont voisines : la zircone cubique a une structure de type fluorine; les

mailles de la zircone quadratique et de la zircone monoclinique correspondent à des déformations de la structure fluorine.

Nous nous proposons de montrer que la dissolution dans la zircone de petites quantités d'oxydes étrangers provoque une modification continue du réseau quadratique : suivant la nature de l'oxyde d'addition, la maille cristalline évolue soit vers une maille cubique, soit, au contraire, vers une maille plus déformée.

La méthode habituelle de préparation de la zircone quadratique est la précipitation par l'ammoniaque à partir d'une solution de sel de zirconium. Le précipité amorphe cristallise aux environs de 500°. Les paramètres cristallins de la zircone quadratique obtenue sont : $a = b = 5{,}075$ kX; $c = 5{,}156$ kX; $c/a = 1{,}016$.

Nous préparons des solutions solides à faible teneur en oxydes étrangers par la méthode de coprécipitation à l'état amorphe ([3]).

Par exemple, nous obtenons des solutions solides $ZrO_2 - MnO$ contenant de 1 à 20 % d'oxyde de manganèse par coprécipitation à partir d'un mélange convenable d'oxychlorure de zirconium et de chlorure $MnCl_2$. La cristallisation du précipité amorphe est effectuée par un chauffage de 5 mn à 750° dans l'hydrogène ([4]).

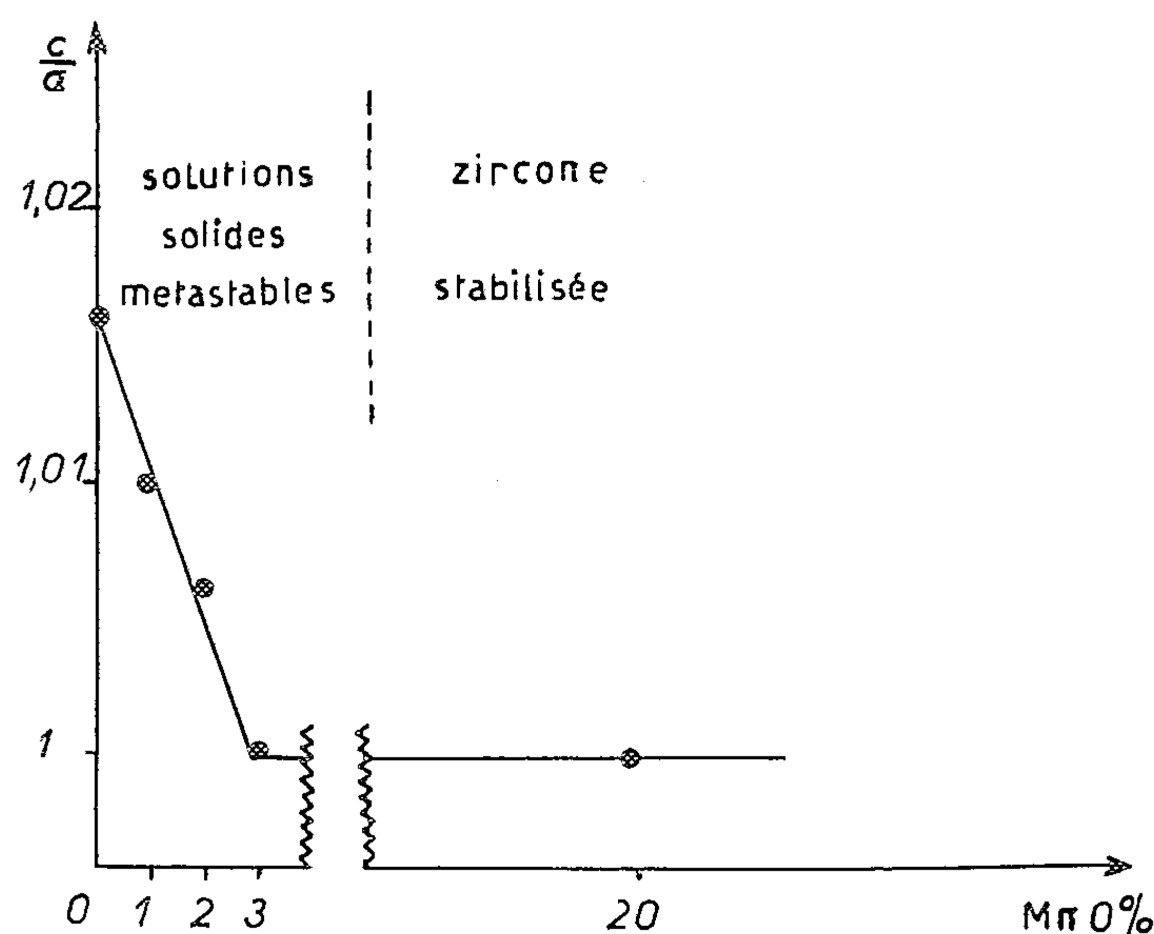


Fig. 1. — Variation du rapport c/a des axes de la maille des solutions solides quadratiques ZrO_2-MnO en fonction de la teneur en oxyde de manganèse.

Le diagramme de Debye-Scherrer des produits obtenus présente les interférences d'une phase quadratique. Le rapport c/a des axes de la maille diminue lorsque la teneur de la solution solide en oxyde de manganèse augmente (*fig.* 1). Par exemple, pour la solution solide $ZrO_2 - 2\,\%$ MnO :

$a = 5{,}082$ kX, $c = 5{,}112$ kX, $c/a = 1{,}006$. Pour une teneur de 3 % en oxyde de manganèse, on obtient une phase cubique $c/a = 1$.

D'autres oxydes, en particulier la magnésie, forment également avec la zircone des solutions solides quadratiques métastables telles que c/a (solution solide) $<$ c/a (zircone pure) et provoquent donc une évolution du réseau quadratique vers un réseau cubique.

On peut déduire de ces expériences une conséquence importante : il n'existe aucune discontinuité entre la structure de la zircone quadratique et celle des solutions solides cubiques.

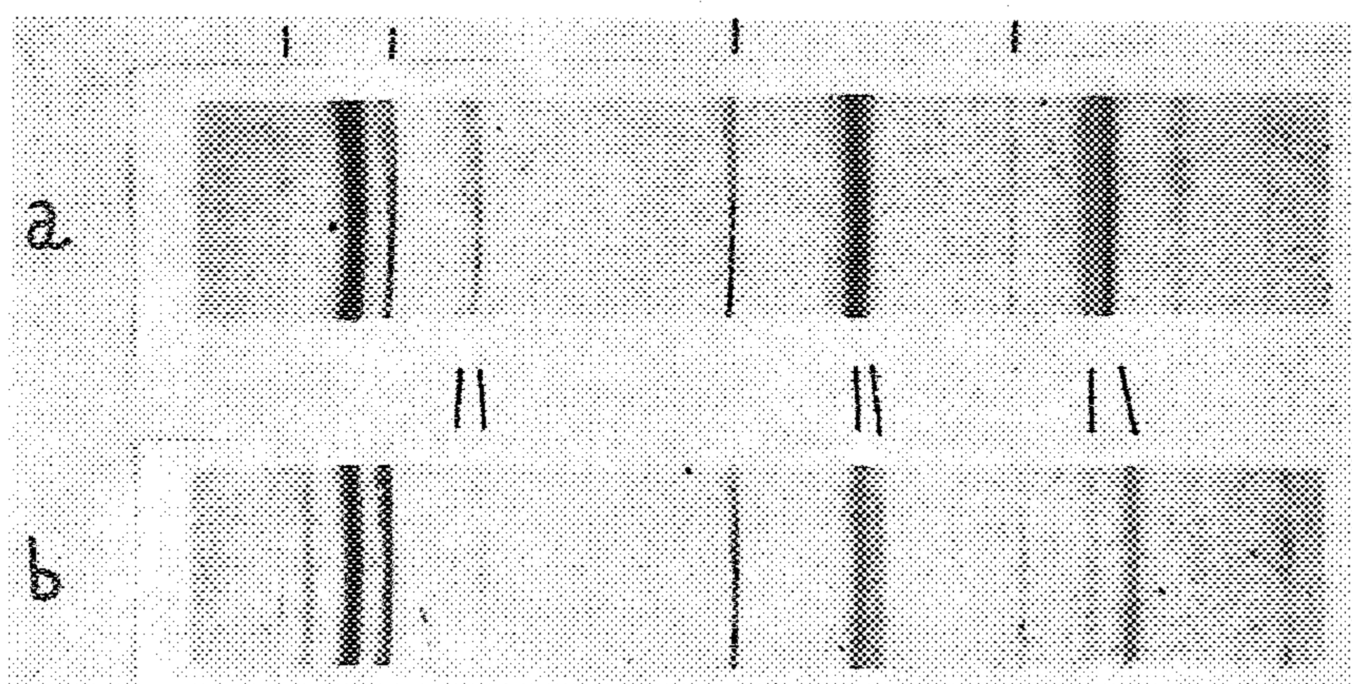


Fig 2. — Diagrammes de Debye-Scherrer (rayonnement monochromatique $\lambda_{K_\alpha Co}$) de la zircone quadratique (*a*) et de la solution solide quadratique ZrO_2-15 % TiO_2 (*b*). La variation du rapport c/a des axes de la maille est révélée par l'écartement des raies des doublets (002-200), (202-220), (113-311). Les raies de l'étalon NaCl sont marquées par un tiret.

Inversement, il est possible de préparer des solutions solides quadratiques à base de zircone telles que le rapport c/a des axes de la maille augmente lorsque la teneur en oxyde d'addition augmente. Par exemple, nous avons préparé des solutions solides $ZrO_2 - TiO_2$ par coprécipitation à partir d'un mélange de solutions d'oxychlorure de zirconium et de chlorure $TiCl_3$ ([3]). La solution solide à 15 % de rutile a pour paramètres :

$$a = b = 5{,}040 \text{ kX}; \qquad c = 5{,}173 \text{ kX}; \qquad \frac{c}{a} = 1{,}026 \quad (\textit{fig. } 2).$$

D'autres oxydes provoquent une déformation semblable du réseau de la zircone quadratique, par exemple la cassitérite, ($c/a = 1{,}027$ pour la solution solide ZrO_2 — 15 % SnO_2), l'oxyde de vanadium ($c/a = 1{,}025$ pour la solution solide ZrO_2 — 5 % V_2O_5), l'oxyde de germanium GeO_2, l'oxyde de molybdène MoO_3. Il est remarquable de constater que ces oxydes forment en général des composés avec la zircone ([5]).

Nous préciserons, dans une publication ultérieure, les principaux facteurs qui déterminent la structure des solutions solides à base de zircone.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) A. CHARLESBY, *Acta Met.*, 1, 1953, p. 340.

(2) M. WITTELS et F. SHERRILL, *J. Appl. Phys.*, 27, 1956, p. 643.

(3) J. STOCKER et R. COLLONGUES, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 431.

(4) J. STOCKER et R. COLLONGUES, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 695.

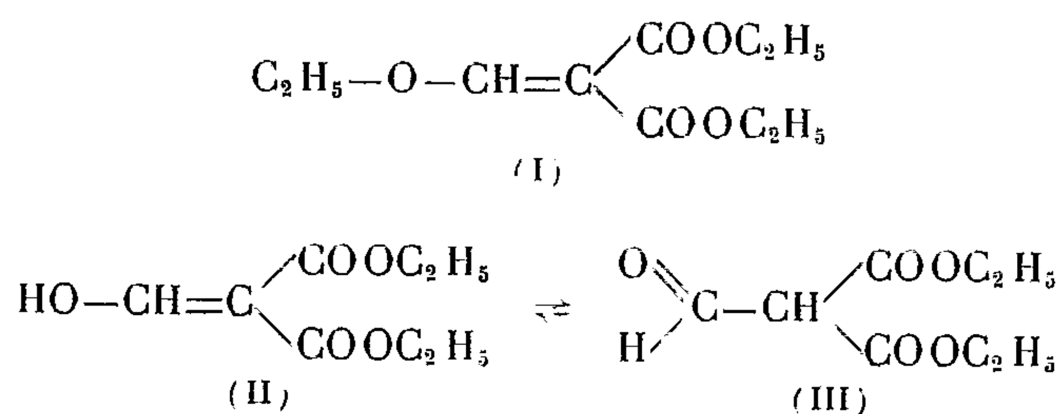
(5) J. STOCKER, M. MOSER et R. COLLONGUES, *Colloque National sur la Chimie des Hautes températures*, Paris, 1957 (sous presse.)

(*Laboratoire de Vitry du Centre National de la Recherche Scientifique.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Généralisation de la méthode dite de « condensation thermique » à la synthèse de coumarines non substituées en position 4.* Note (*) de Mlle **MARIE CÉCILE GERPHAGNON**, MM. **DARIUS MOLHO** et **CHARLES MENTZER**, présentée par M. Marcel Delépine.

La méthode dite de « condensation thermique », appliquée à des mélanges d'éthoxy-méthylène-malonate d'éthyle et d'un phénol, aboutit à des coumarines carbéthoxylées ou non en position 3, mais ne comportant pas de substituant sur le carbone n° 4.

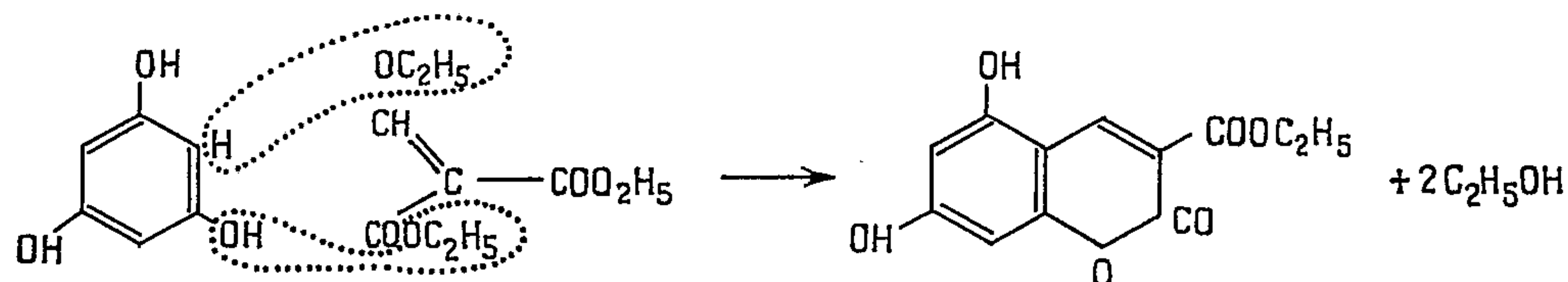
Au cours de nos publications antérieures (1), (2), (3), nous avons montré que les esters β-cétoniques et maloniques peuvent se condenser avec les phénols, à chaud et en l'absence de catalyseurs, en aboutissant à des chromones, des flavones ou des hydroxy-4 coumarines. Il a pu être ainsi observé que seuls les esters maloniques monosubstitués sont capables de réagir, alors que les esters non substitués, ou disubstitués n'aboutissent jamais à des composés définis. On pouvait se demander quel allait être le comportement vis-à-vis des phénols, de l'éthoxy-méthylène-malonate d'éthyle (I). Ce dérivé, en effet, peut être considéré soit comme un malonate disubstitué (I), soit comme un ester β-aldéhydique carbéthoxylé (III) (éther éthylique de la forme énolique du formylmalonate d'éthyle).



L'expérience a montré que le composé (I) réagit effectivement comme les esters β-cétoniques, mais en donnant naissance dans tous les cas à des dérivés coumariniques et non à des chromones. Au cours de la condensation il y a parfois élimination d'un groupement $-COOC_2H_5$; mais une telle « décarbéthoxylation » ne se produit pas dans tous les cas, et il est quelquefois possible

d'isoler les esters éthyliques des acides coumarine-carboxyliques-3, qui peuvent être considérés comme des termes intermédiaires dans cette réaction.

A titre d'exemple la photoglucine et l'éthoxy-méthylène-malonate d'éthyle se combinent de la façon suivante :



Notons que dès 1929 Weiss et Kratz (4) avaient réussi la synthèse de l'ombelliférone-carbonate d'éthyle en faisant réagir de l'éthoxy-méthylène-malonate d'éthyle avec la résorcine en présence d'éthylate de sodium comme catalyseur. Il est intéressant de signaler que dans cet exemple particulier la réaction ainsi catalysée aboutit au même composé que la condensation thermique sans catalyseur, ce qui n'est pas toujours le cas, comme nous l'avons maintes fois signalé (5). Par contre, le rendement obtenu au cours des réactions catalysées par l'éthylate de sodium est toujours très inférieur à celui que permet d'atteindre la condensation thermique. En effet, en généralisant la méthode de Weiss et Kratz à d'autres phénols, non étudiés par ces auteurs, nous avons constaté que seule la résorcine donne des rendements acceptables en coumarine.

PARTIE EXPÉRIMENTALE. — *Hydroxy-7, carbéthoxy-3 coumarine (ou ombelliférone-carbonate d'éthyle-3)* : $C_{12}H_{10}O_5$. — Un mélange de résorcine (2,5 g) et d'éthoxy-méthylène malonate d'éthyle (5 g) est chauffé lentement à 190-210° C. Cette température est maintenue pendant 3 h 30 mn. Après refroidissement le produit obtenu est épuisé à l'eau bouillante puis recristallisé dans l'alcool. F 168°. Rdt. 18 %. Spectre ultraviolet : maximum à 350 mμ et minimum à 270 mμ.

Cette substance avait déjà été préparée antérieurement par condensation de la résorcine avec l'éthoxy-méthylène malonate d'éthyle en présence d'éthylate de sodium (4).

Ombelliférone : $C_9H_6O_3$. — L'ester précédent, saponifié et décarboxylé, aboutit à un composé identique à l'ombelliférone (7) par son point de fusion (228°), son point de fusion mélangé, et son spectre ultraviolet (maximum à 315 mμ et minimum à 260 mμ).

Dihydroxy-5.7 coumarine : $C_9H_6O_4$. — 5 g de phloroglucine et 10 g d'éthoxy-méthylène-malonate d'éthyle sont chauffés progressivement jusqu'à 160° et maintenus à cette température pendant 1 h. La masse réactionnelle est recristallisée dans l'eau bouillante. Rdt 30 %. Le corps obtenu (F 250°) est identique à un échantillon de référence préparé selon Gattermann (8). Maximum dans

l'ultraviolet à 260 et 335 mμ et un minimum à 275 mμ. Dérivé diacétylé ($C_{13}H_{10}O_6$) : F 138°. Maximum dans l'ultraviolet à 285 mμ.

Citroptène (diméthoxy-5.7 coumarine): $C_{11}H_{10}O_4$. — Il s'obtient par méthylation du composé précédent au moyen de sulfate de méthyle, en présence de carbonate de potassium et en solution acétonique (F 147°,5 C, non abaissé avec un échantillon de référence de citroptène).

Dihydroxy-5.7 carbéthoxy-3 coumarine : $C_{12}H_{10}O_6$. — *a. par condensation thermique* : un mélange de 5 g de phloroglucine et de 10 g d'éthoxy-méthylène-malonate d'éthyle est porté rapidement à 170° et maintenu pendant 45 mn à cette température. Le produit formé fond avec décomposition à 300°, après recristallisation dans l'alcool Rdt = 28 % ;

b. par condensation catalysée par l'éthylate de sodium : elle s'effectue par ébullition d'une solution de 5 g de phloroglucine et 10 g d'éthoxy-méthylène-malonate d'éthyle, dans 45 cm³ d'alcool absolu et 1 g de sodium. Le rendement de cette condensation est particulièrement faible.

Esculétol : $C_9H_6O_4$. — Par condensation de 5 g d'hydroxy-hydroquinone et de 9 g d'éthoxyméthylène-malonate d'éthyle à 110-120° pendant 30 mn, puis recristallisation dans l'eau bouillante. Le produit ainsi obtenu fond à 270° et est identique à un échantillon authentique de référence. Spectre ultraviolet avec maxima à 260, 300 et 350 mμ.

(*) Séance du 3 mars 1958.

(1) VERCIER, MOLHO et MENTZER, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1950, p. 1249.

(2) MENTZER, MOLHO et VERCIER, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1951, p. 485.

(3) MENTZER et PILLON, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 444.

(4) WEISS et KRATZ, *Mon.*, 51, 1929, p. 391.

(5) Voir cependant le comportement thermique différent de l'acétylacétate d'éthyle suivant la structure du phénol en réaction (6).

(6) D. MOLHO, *Hétérocycles oxygénés*, (*Colloques Internationaux du C. N. R. S.*, Lyon, 1955, p. 222).

(7) PECHMANN, *Ber.*, 34, 1901, p. 386.

(8) GATTERMANN, *Ann. Chem.*, 357, 1907, p. 346.

(*Laboratoire de chimie biologique de la Faculté des Sciences, 93, rue Pasteur, Lyon.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude de quelques composés obtenus par condensation de l'acétylacétone sur différents aldéhydes aromatiques ou hétéro-cycliques.* Note (*) de MM. **Philippe Delest** et **Robert Pallaud**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs indiquent le mode de préparation des composés obtenus par condensation de l'acétylacétone sur différents aldéhydes, et décrivent les composés obtenus.

Dans une Note précédente, nous avons indiqué les modes d'action de substances aptes à catalyser les réactions de condensation de l'acétylacétone avec divers aldéhydes. Il nous a paru indispensable de donner quelques précisions sur les composés préparés, et leur mode de préparation.

Ce dernier est des plus simples : on introduit dans un Erlenmeyer en solution hydroalcoolique à 50 %, un mélange en proportions équimoléculaires d'acétylacétone et d'aldéhyde; puis on ajoute le catalyseur (environ 10 % du poids des corps mis en présence). On observe généralement l'apparition d'une coloration plus ou moins foncée, accompagnée d'une augmentation notable de la viscosité. On constate souvent une légère élévation de la température. La durée de la réaction est plus ou moins longue : elle dépend, d'une part des composés mis en présence, et d'autre part de la nature de l'agent de condensation. Les produits de la réaction, *qui sont solides*, sont purifiés par recristallisation dans des solvants appropriés (ligroïne, alcool, acétate d'éthyle).

Les résultats sont donnés dans le tableau ci-dessous :

				Analyse.					
				Calculé (%).			Trouvé (%).		
Noms.	Catalyseur.	Formules brutes.	F (°C).	C.	H.	S.	C.	H.	S.
Diméthoxy-3.4 benzylidène pentanedione-2.4	*a*	$C_{14}H_{16}O_4$	104	67,7	6,5	–	67,8	6,8	–
Cinnamylidène-3 pentanedione-2.4	*b*	$C_{14}H_{14}O_2$	98	78,5	6,5	–	78,2	6,7	–
Phényl-4 cinnamylidène-3 pentanedione-2.4	*c*	$C_{20}H_{18}O_2$	200-201	82,8	6,2	–	82,3	6,3	–
3-Acénaphtylidène pentanedione-2.4	*c*	$C_{18}H_{19}O_2$	181-182	80,8	7,1	–	80,5	7,3	–
Isopropyl benzylidène-3 pentanedione-2.4	*c*	$C_{15}H_{18}O_2$	144-145	78,3	8,0	–	77,9	7,8	–
Hydroxy-2 benzylidène-3 pentanedione-2.4	*b*	$C_{12}H_{10}O_3$	99,5-100	70,4	6	–	70,01	5,9	–
Méthoxy-3 benzylidène-3 hydroxy-4 pentanedione-2.4	*b*	$C_{13}H_{14}O_4$	129-130	66,6	6,4	–	66,4	6,1	–
5-Éthoxy-3 benzylidène-3 hydroxy-4 pentanedione-2.4	*a*	$C_{14}H_{16}O_4$	125-126	67,7	6,5	–	67,3	6,6	–
4-Diméthoxy benzylidène-3 hydroxy-4 pentanedione-2.4	*b*	$C_{14}H_{16}O_4$	104-105	67,7	6,5	–	67,8	6,8	–
Furyl-3′ propène-2′ ylidène-3	*b*	$C_{12}H_{12}O_3$	69	70,5	6,05	–	70,2	5,9	–
Thiénylidène acétylacétone	*c*	$C_{10}H_{10}O_2S$	132-133	61,8	5,1	10,1	61,3	5,5	10,1

Catalyseurs : *a*. Pipéridine, amidure de sodium; *b*. Dowex 2, amberlite I. R. 410. alassion A. N., Dowex 3, amberlite I. R. 4 B.; *c*. Pipéridine.

Ces produits présentent un encombrement stérique très marqué, ce qui rend difficile la préparation des dérivés cristallisés caractéristiques (phénylhydrazines, heptazines).

(*) Séance du 10 mars 1958.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Basicité des amino-alcools et relation de Mac Innes.* Note (*) de Mme **Gisèle Girault** et M. **Paul Rumpf**, présentée par M. Marcel Delépine.

On a étudié la basicité d'une série d'amines aliphatiques hydroxylées à l'extrémité d'une chaîne hydrocarbonée non ramifiée. Les valeurs trouvées pour leurs pK_H, ainsi que pour celui de l'hydroxylamine, peuvent être exprimées par une relation linéaire empirique, en fonction de l'inverse de la distance, évaluée le long de la chaîne, depuis le centre de l'atome d'oxygène du substituant jusqu'au pôle d'attraction des ions H^+.

Nous avons constaté, dans un travail antérieur, que les amines aliphatiques ω-bromées n'obéissaient pas à la relation linéaire empirique de Mac Innes. Ce dernier avait remarqué, en effet, que si l'on porte sur un graphique le pK_H des acides chlorés en fonction de l'inverse de la distance entre le carboxyle et le substituant, exprimée en nombre de carbones intercalaires, les points représentatifs se placent sur une droite. Dans d'autres cas, on peut mettre en évidence une relation linéaire analogue en exprimant l'écartement en fonction du nombre de liaisons entre le groupement ionisable et le groupement polaire (1), ou encore, en fonction de la distance en angströms évaluée le long de la chaîne (2).

Nous avons cherché à établir un parallélisme entre le comportement particulier des amines bromées et le fait qu'en raison de la mobilité du brome, les termes intermédiaires ont une très forte tendance à la cyclisation lorsque le nombre des groupements CH_2 intercalaires est tel qu'il détermine une grande probabilité de rapprochement des deux extrémités réactives de la molécule. Si cette idée est justifiée, on peut s'attendre à ce que les amines hydroxylées ne présentent pas la même anomalie, puisqu'elles ne fournissent pas spontanément des bases cycliques. Pour le vérifier, nous avons mesuré les constantes de dissociation d'une série d'amino-alcools en solution N/100, par potentiométrie, à l'aide d'une électrode en verre, avec une limite d'erreur ne dépassant pas 0,04 unité de pH. Les résultats obtenus figurent dans la première colonne du tableau. Le premier terme de la série manque, puisque l'hydroxyméthylamine n'existe pas. En revanche, nous avons inclus dans le tableau le pK_H de l'hydroxylamine, dérivé hydroxy-aminé le plus simple, sans carbone.

Nous avons essayé trois types d'extrapolation. Sur un premier graphique,

nous avons porté les valeurs obtenues, en fonction de l'inverse du nombre n de groupements CH_2 intermédiaires : la meilleure extrapolation donne la relation $pK_{H(1)} = 11{,}07 - 2{,}9/n$; il n'est évidemment pas question d'inclure l'hydroxylamine dans cette série. On peut essayer de le faire si l'on compte le nombre $n + 1$ de liaisons; on a alors $pK_{H(2)} = 11{,}2 - 4{,}17/(n + 1)$, mais une telle extrapolation, linéaire pour les termes de rang élevé, conduit pour l'hydroxylamine et même pour l'éthanolamine, à des résultats tout à fait aberrants. Enfin, nous avons porté les pK_H expérimentaux en fonction de l'inverse de la longueur de la chaîne, évaluée en prenant pour les rayons de liaison des divers atomes, les valeurs indiquées par Pauling, soit 0,66 Å pour O non conjugué, 0,70 Å pour N et 0,77 Å pour C aliphatique. On retrouve encore une relation permettant d'inclure le pK_H de l'hydroxylamine : $pK_{H(3)} = 11{,}3 - 7{,}3/d$. La concordance entre valeur expérimentale et valeur calculée n'est toujours pas excellente en ce qui concerne l'éthanolamine; elle est au contraire très bonne pour les termes supérieurs et aussi pour l'hydroxylamine, ce qui est particulièrement intéressant.

Amino-alcool.	pK_H mesuré (20°).	$pK_{H(1)}$.	$pK_{H(2)}$.	$pK_{H(3)}$.
$HO-NH_2$	5,96 [3]	-	7,03	5,94
$HO-(CH_2)_2NH_2$	9,55 (*)	9,62	9,81	9,65
$HO-(CH_2)_3NH_2$	10,16	10,10	10,16	10,08
$HO-(CH_2)_4NH_2$	10,35	10,35	10,37	10,33
$HO-(CH_2)_5NH_2$	10,52 (**)	10,49	10,51	10,50
$HO-(CH_2)_6NH_2$	10,62 (**)	10,59	10,61	10,61

(*) La mesure a été en réalité effectuée à 23° : on avait alors 9,49; on a adopté pour la correction les coefficients de Hall et Sprinkle [4].

(**) La mesure a été effectuée à 21°; on trouvait respectivement 10,50 et 10,60.

De toute façon, quelle que soit l'expression envisagée, on peut dire que l'influence du substituant sur le pK_H de ces bases est, à de faibles fluctuations près, inversement proportionnelle à la distance évaluée le long de la chaîne. D'après ces résultats, il semble que l'interaction entre groupement polaire et groupement ionisable soit beaucoup plus forte à travers la chaîne qu'à travers l'espace environnant, puisque la distance réelle moyenne entre les deux groupements et la longueur de la chaîne de l'oxygène jusqu'à l'azote sont deux grandeurs tout à fait différentes. Cela montre, une fois de plus, que dans les calculs de force électrostatique entre les deux groupements, il faut tenir compte, non seulement de la constante diélectrique du solvant, mais aussi, dans une grande mesure, de celle de l'espace occupé par la molécule dissoute.

On pouvait penser qu'en solution concentrée, les amino-alcools seraient vraisemblablement associés par les groupements OH, et que cette association se traduirait par une variation de basicité. Nous avons donc mesuré

les pK_H en solutions N/10 et N/100 et, à titre de comparaison, dans les mêmes conditions, celui d'une amine primaire aliphatique. Dans le tableau suivant, à côté des résultats expérimentaux, nous avons fait figurer les valeurs corrigées, en appliquant, pour la correction d'activité, la formule $\log f = -BZ\sqrt{\mu}$ (avec B = 0,5, Z = valence des ions, μ = force ionique) et en effectuant également la correction d'hydrolyse.

		N/10.		N/100.	
Amine.	t (°C).	pK_H mesuré.	pK_H corrigé.	pK_H mesuré.	pK_H corrigé.
$HO-(CH_2)_3NH_2$........	18	10,24	10,14	10,18	10,17
$HO-(CH_2)_5NH_2$........	23	10,56	10,47	10,46	10,46
$HO-(CH_2)_6NH_2$........	21	10,67	10,58	10,60	10,60
$CH_3-(CH_2)_2NH_2$........	23	10,70	10,61	10,65	10,65

L'effet envisagé ne se manifeste pas : la différence de pK_H entre la solution concentrée et la solution diluée est du même ordre de grandeur pour les amino-alcools et pour l'amine non hydroxylée.

Nous avons également voulu voir si l'effet de sel était plus important pour les amino-alcools que pour une amine aliphatique quelconque. Nous avons mesuré le pK_H de l'hydroxy-5 pentylamine en solution N/100 contenant du chlorure de sodium à la concentration N/10. On trouve 10,52 au lieu de 10,46 (23°), tandis que dans les mêmes conditions, pour la propylamine, on trouve 10,68 au lieu de 10,63 (24°). Ici encore, les écarts sont égaux, compte tenu de la précision des mesures.

Remarquons que la formule classique utilisée ci-dessus fournit une valeur de la correction d'activité un peu trop forte; les pK_H mesurés dans les solutions salines N/10 et corrigés sont inférieurs à ceux qu'on obtient, également après correction d'activité, en l'absence de chlorure de sodium : 10,36 au lieu de 10,43 pour l'hydroxypentylamine et 10,52 au lieu de 10,60 pour la propylamine.

Tous les amino-alcools étudiés sont de provenance commerciale et ont été purifiés par distillation; les PF et les PE concordaient bien avec les données de la bibliographie.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) G. Girault et P. Rumpf, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 663.

(2) P. Rumpf et J. Sadet, *Bull. Soc. Chim.* mars 1958 (sous presse).

(3) E. A. Braude et F. C. Nachod, *Determination of organic structures by physical methods*, Academic Press. Inc., New York, 1955 (d'après G. Briegleb).

(4) N. F. Hall et M. R. Sprinkle, *J. Amer. Chem. Soc.*, 54, 1952, p. 3469-3485.

(*Centre d'Études et de Recherches de Chimie Organique Appliquée, C. N. R. S., à Bellevue.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation des iodoalcoylgermanes et synthèse de nouveaux tétraalcoylgermanes mixtes.* Note (*) de MM. **Michel Lesbre** et **Pierre Mazerolles**, présentée par M. Marcel Delépine.

En présence d'iodure d'aluminium, l'iode réagit quantitativement sur les tétraalcoylgermanes symétriques; les dérivés obtenus réagissent sur les magnésiens pour donner des alcoylgermanes mixtes.

On ne trouve décrits dans la bibliographie qu'un très petit nombre de tétraalcoylgermanes mixtes ([1]), ([2]). Il est en effet difficile d'obtenir directement les halogénures d'alcoylgermanium pur en quantité suffisante en utilisant l'action de $GeCl_4$ ou $GeBr_4$ sur les magnésiens ou les lithiens ([3]). D'autre part, les tétraalcoylgermanes symétriques sont difficilement clivés par les halogènes : le brome agit lentement ([4]) et ne permet pas d'obtenir directement des dérivés polybromés purs; l'iode ne réagit généralement pas ([5]), ([6]) ou son action est très incomplète ([7]),

Nous avons observé qu'en présence d'iodure d'aluminium, l'iode peut réagir quantitativement sur les tétraalcoylgermanes. Notre étude a porté sur les cinq premiers tétraalcoylgermanes symétriques normaux et sur le tétraisobutylgermane. Ce dernier composé, ainsi que les monoiodures $(nC_5H_{11})_3GeI$ et $(iC_4H_9)_3GeI$ n'ont pas été décrits.

Nous donnons ci-dessous leurs constantes physiques :

						Analyse							
				RM$_D$		C %		H %		Ge %		I %	
	É (°C).	n_D^{20}.	d_4^{20}.	calc.	mes.	calc.	mes.	calc.	mes.	calc.	mes.	calc.	mes.
$(i\text{-}C_4H_9)_4Ge$....	$135/_{17}$	$1{,}459_4$	$0{,}937_4$	87,6	87,8	$63{,}8_1$	$63{,}6_2$	$12{,}0_5$	$12{,}2_3$	$24{,}1_2$	$24{,}2_2$	–	–
$(i\text{-}C_4H_9)_3GeI$...	$137\text{-}138/_{13}$	$1{,}509_8$	$1{,}354_3$	81,9	81,8	–	–	–	–	$19{,}5_8$	$19{,}4_5$	$34{,}2_2$	34,8
$(n\text{-}C_5H_{11})_3GeI$..	$184\text{-}185/_{11}$	$1{,}502_3$	$1{,}268_6$	95,8	96,1	–	–	–	–	$17{,}5_8$	$17{,}6_5$	$30{,}7_3$	$30{,}7_7$

Lorsqu'en présence du même catalyseur, on fait réagir l'iode en proportions équimoléculaires sur le tétraméthyl ou tétraéthylgermane, il y a clivage d'un seul radical et formation d'iodure d'alcoyle exclusivement



$$\text{(I)} \qquad R_4Ge + I_2 \rightarrow R_3GeI + RI.$$

Cette réaction est quantitative.

Dans le cas des germanes symétriques renfermant plus de 12 atomes de carbone, il ne se forme pratiquement pas d'iodure d'alcoyle, mais il y a production d'hydrocarbures



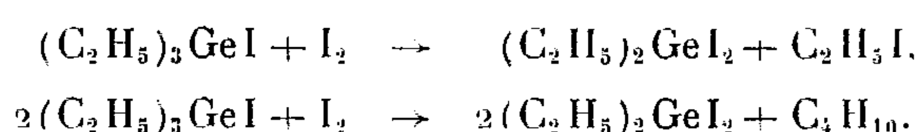
$$\text{(II)} \qquad 2R_4Ge + I_2 \rightarrow 2R_3GeI + R{-}R.$$

On peut isoler en outre, dans cette réaction, des alcanes inférieurs provenant

de réactions de craquage ou d'isomérisation dues au catalyseur. Il est à noter que la réaction (II) n'a pas son équivalent dans la chimie des composés organiques de l'étain.

Pour le tétrapropylgermane, les réactions (I) et (II) s'effectuent simultanément.

Dans les mêmes conditions, l'iode peut cliver successivement deux et même trois liaisons Ge—C; c'est ainsi que nous avons préparé à partir du tétraéthylgermane les mono- di- et triiodoéthylgermanes. L'action de l'iode évolue progressivement lorsqu'on passe du mono aux polyiodures. L'action de l'iode sur le monoiodotriéthylgermane est complexe; il y a formation simultanée d'hydrocarbures et d'iodure d'éthyle suivant les réactions



$$(C_2H_5)_3GeI + I_2 \rightarrow (C_2H_5)_2GeI_2 + C_2H_5I,$$
$$2(C_2H_5)_3GeI + I_2 \rightarrow 2(C_2H_5)_2GeI_2 + C_4H_{10}.$$

Enfin, dans l'action de l'iode sur le diiododiéthylgermane, il ne se fait pas d'iodure d'éthyle, on a la réaction unique



$$2(C_2H_5)_2GeI_2 + I_2 \rightarrow 2(C_2H_5)GeI_3 + C_4H_{10}.$$

En faisant réagir ces dérivés sur les organomagnésiens en milieu éthéré, nous avons préparé les tétraalcoylgermanes mixtes dont les constantes physiques sont rassemblées dans le tableau ci-dessous :

						Analyse					
				RM_D		C %		H %		Ge %	
	É (°C).	n_D^{20}.	d_4^{20}.	calc.	mes.	calc.	mes.	calc.	mes.	calc.	mes.
$(C_2H_5)_3Ge(CH_3)$	$135/_{760}$	$1{,}433_2$	$0{,}990_6$	$46{,}0_2$	$45{,}8_8$	$48{,}1_0$	$48{,}2_5$	$10{,}3_7$	$10{,}1_4$	$41{,}5_3$	$41{,}3_2$
$(C_2H_5)_3Ge(n\text{-}C_3H_7)$....	$73\text{-}74/_{20}$	$1{,}446_0$	$0{,}981_0$	$55{,}2_6$	$55{,}1_5$	$53{,}2_8$	$53{,}4_1$	$10{,}9_3$	$10{,}9_0$	$35{,}7_9$	$35{,}7_4$
$(C_2H_5)_3Ge(n\text{-}C_4H_9)$....	$91\text{-}92/_{20}$	$1{,}448_3$	$0{,}971_1$	$59{,}8_8$	$59{,}8_3$	$55{,}3_7$	$55{,}7_3$	$11{,}1_5$	$11{,}0_5$	$33{,}4_8$	33,3[illegible]
$(C_2H_5)_3Ge(n\text{-}C_5H_{11})$...	$104\text{-}105/_{20}$	$1{,}449_5$	$0{,}962_5$	$64{,}5_0$	$64{,}3_8$	$57{,}2_1$	$57{,}6_0$	$11{,}3_4$	$11{,}7_0$	$31{,}4_5$	$31{,}2_8$
$(C_2H_5)_2Ge(CH_3)_2$.....	$108\text{-}109/_{760}$	$1{,}422_1$	$0{,}988_5$	$41{,}4_1$	$41{,}3_4$	$44{,}8_2$	$44{,}5_2$	$10{,}0_3$	$9{,}8_3$	$45{,}1_5$	$45{,}0_4$
$(C_2H_5)_2Ge(n\text{-}C_4H_9)_2$...	$109\text{-}110/_{14}$	$1{,}451_6$	$0{,}954_7$	$69{,}1_2$	$69{,}1_6$	$58{,}8_4$	$58{,}6_2$	$11{,}5_2$	$11{,}4_0$	$29{,}6_4$	$29{,}6_0$
$(C_2H_5)Ge(CH_3)_3$.....	$79\text{-}80/_{760}$	$1{,}409_0$	$0{,}984_3$	$36{,}8_0$	$36{,}8_6$	$40{,}9_2$	$40{,}8_4$	$9{,}6_1$	$9{,}3_8$	$49{,}4_7$	–
$(C_2H_5)Ge(n\text{-}C_5H_{11})_3$..	$148\text{-}149/_7$	$1{,}456_5$	$0{,}927_4$	$92{,}2_1$	$92{,}4_4$	$64{,}8_0$	$65{,}4_0$	$12{,}1_6$	$12{,}0_5$	$23{,}0_4$	$23{,}2_8$

La dissymétrie de ces tétraalcoylgermanes mixtes ne semble pas affecter leur stabilité chimique : l'acide sulfurique concentré est sans action à froid, ce qui en permet la purification. L'iode n'agit pas directement mais en présence du catalyseur, il y a clivage préférentiel des radicaux légers.

D'une façon générale, les tétraalcoylgermanes, contrairement aux dérivés isologues de l'étain, donnent difficillement des réactions de clivage, la liaison Ge — C s'avère plus solide que la liaison Sn — C.

(*) Séance du 10 mars 1958.

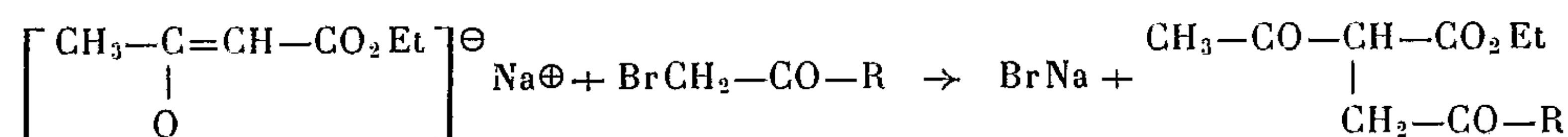
(1) V. V. KORSHAK, A. M. POLYAKOVA, A. D. PETROV et V. F. MIRONOV, *Doklady Akad. Nauk S. S. S. R.*, 112, 1957, p. 436-438.
(2) Yu. P. EGOROV, *Izvest. Akad. Nauk. S. S. S. R.*, Otdel. Khim, Nauk., 1957, p. 124.
(3) O. H. JOHNSON et L. V. JONES, *J. Org. Chem.*, 17, 1952, p. 1172.
(4) Ch. A. KRAUS et A. FLOOD, *J. Amer, Chem. Soc.*, 54, 1932, p. 1637.
(5) D. L. TABERN, W. K. ORNDORFF et L. M. DENNIS, *J. Amer. Chem. Soc.*, 47, 1925, p. 2039.
(6) L. M. DENNIS et F. E. HANCE, *J. Phys. Chem.*, 30, 1926, p. 1055.
(7) H. GILMAN et R. W. LEEPER, *J. Org. Chem.*, 16, 1951, p. 474.

(*Faculté des Sciences, Toulouse.*)

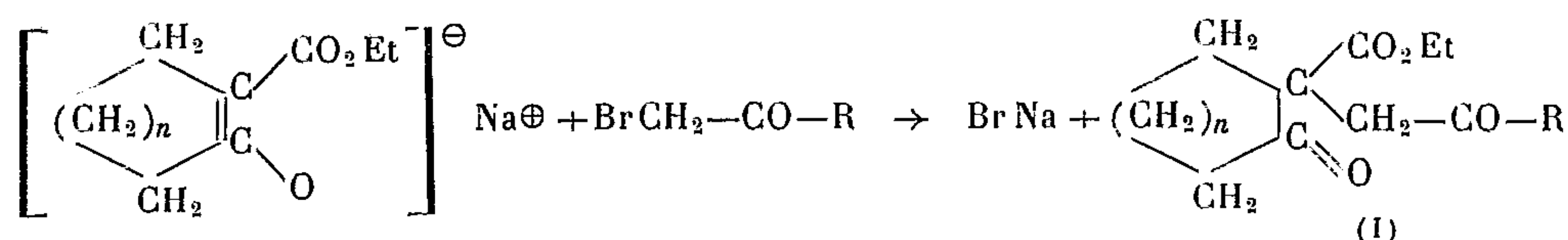
CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation d'esters β.γ-dicétoniques cyclaniques.* Note (*) de MM. **OLIVIER RIOBÉ, MAURICE LAMANT, LUCIEN GOUIN** et **ROGER GIGAULT**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'action des cétones α-bromées sur les dérivés sodés d'esters β-cétoniques cyclaniques, conduit à des esters β.γ-dicétoniques. Des réactions secondaires abaissent les rendements lors de la condensation en milieu éthanolique; l'influence du solvant sur la réaction a été étudiée par la suite.

On sait, depuis les travaux de Paal, Weltner et Kapf (1), (2), (3), que les cétones α-bromées réagissent facilement en milieu éthanolique avec les dérivés métalliques de l'ester acétylacétique pour donner des esters β.γ-dicétoniques.



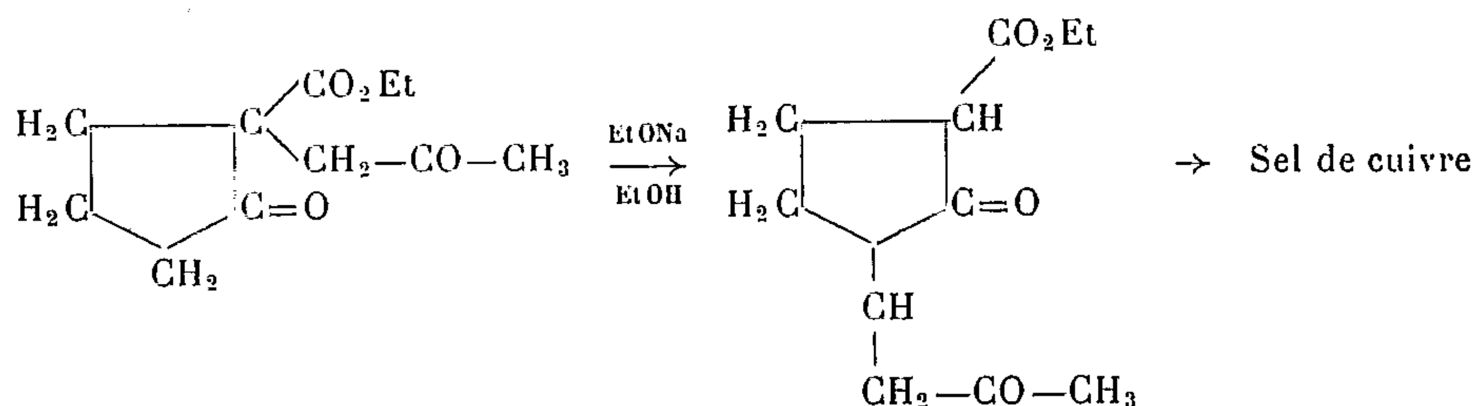
Nous avons repris cette réaction avec deux esters β-cétoniques cyclaniques : la carbéthoxy-2 cyclopentanone et la carbéthoxy-2 cyclohexanone ($n = 1$ et $n = 2$).



Étudiant d'abord la condensation de la bromacétone ($R=CH_3$) avec la carbéthoxy-2 cyclopentanone ($n = 1$) en milieu éthanolique suivant la méthode classique d'alcoylation des esters β-cétoniques (4), nous avons isolé, avec un rendement très médiocre, l'*acétonyl-2 carbéthoxy-2 cyclopentanone*, $C_{11}H_{16}O_4$: $É_9$ 147-148°; n_D^{15} 1,4658; d_4^{15} 1,114; C %, calculé 62,26, trouvé 62,20; H %, calculé 7,54; trouvé 7,70.

Dans les produits de la réaction, nous constatons la présence d'un ester β-cétonique très instable donnant un sel de cuivre difficilement purifiable : $C_{22}H_{30}O_8Cu$; Cu %, calculé 13,08; trouvé 13,80.

Il s'agit certainement d'un produit de transposition de l'acétonyl-2 carbéthoxy-2 cyclopentanone, en présence d'éthylate de sodium et en milieu éthanolique, transposition analogue à celle effectuée par Marvell, Wendell et Moyer Jr. ([5]) avec l'allyl-2 carbéthoxy-2 cyclopentanone. Nous avons effectué cette réaction à partir du produit (I) isolé à l'état pur.



Les sels de cuivre sont identiques; la réaction de Zappi est positive et l'on obtient une coloration rouge avec le chlorure ferrique.

Afin d'éviter cette réaction de transposition et améliorer les rendements, nous avons systématiquement étudié l'influence du solvant sur le rendement dans la condensation de la bromacétone avec le sel de sodium de la carbéthoxy-2 cyclopentanone.

Les résultats obtenus, résumés dans le tableau ci-dessous, démontrent l'intérêt que présente, pour ces condensations, l'emploi d'un solvant non polaire, malgré un ralentissement de la réaction.

Solvant.	Temps de chauffage à reflux (h).	Rendement en acétonyl-2 carbéthoxy-2 cyclopentanone (%).
Eau	0	28
Éthanol	1	30
Oxyde de butyle	2	44
Pétrole (120-160°)	2 1/2	55
Toluène	2 1/2	60

La réaction est terminée lorsqu'une prise d'essai traitée par l'eau ne rougit plus la phénolphtaléine.

Nous avons entrepris de généraliser la réaction dans le toluène avec quelques cétones α-bromées et les esters β-cétoniques de la cyclopentanone et de la cyclohexanone.

Nous avons déjà isolé les composés suivants :

Phénacyl-2 carbéthoxy-2 cyclopentanone, ($R = C_6H_5$, $n = 1$), $C_{16}H_{18}O_4$: $É_{12}$ 220°; $É_4$ 191°; C %, calculé 70,1; trouvé 70,6; H %, calculé 6,57; trouvé 7,45; Rdt 76 %.

Acétonyl-2 carbéthoxy-2 cyclohexanone, ($R = CH_3$; $n = 2$), $C_{12}H_{18}O_4$: $É_{18}$ 175°; C %, calculé 63,71; trouvé 63,70; H %, calculé 7,96; trouvé 7,95; Rdt 60 %.

Phénacyl-2 carbéthoxy-2 cyclohexanone, ($R = C_6H_5$, $n = 2$), $C_{17}H_{20}O_4$: F 94°; C %, calculé 70,83; trouvé 70,2; H %, calculé 6,95; trouvé 6,95; Rdt 80 %.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) PAAL, *Ber. d. chem. Ges.*, 16, 1883, p. 2886.

(2) WELTNER, *Ber. d. chem. Ges.*, 17, 1884, p. 68.

(3) KAPF et PAAL, *Ber. d. chem. Ges.*, 21, 1888, p. 1485.

(4) A. I. VOGEL, *Practical Organic Chemistry*, 2 éd., 1950, p. 465.

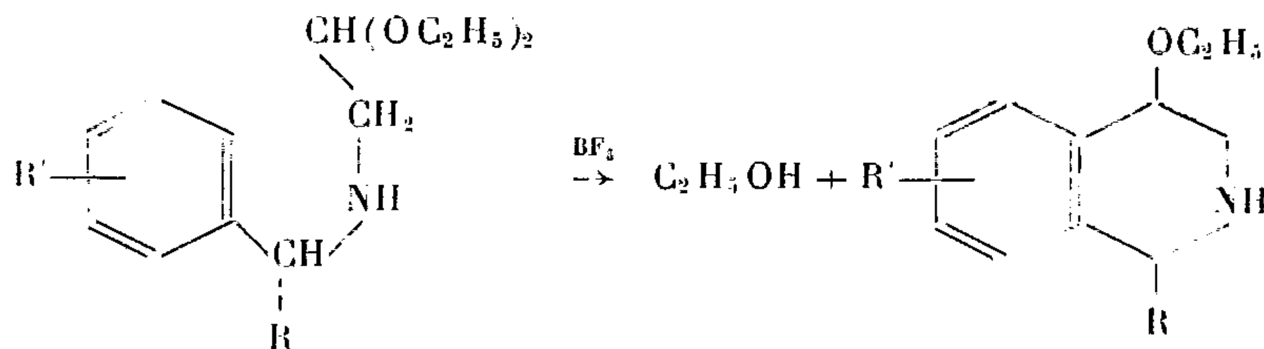
(5) MARVELL, WENDELL et MOYER Jr., *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 4992.

(*Université Catholique de l'Ouest, Angers.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les éthoxy-4 tétrahydro-1.2.3.4 isoquinoléines et leurs dérivées N-méthylés; ouverture du cycle azoté suivant la réaction d'Hofmann.* Note de Mlle **NICOLE VINOT** et M. **RAYMOND QUELET**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les hydroxydes d'ammonium quaternaires résultant de l'action de AgOH sur les iodométhylates dérivant de N-méthylalcoyl (ou aryl)-1 éthoxy-4 tétrahydro-1.2.3.4 isoquinoléines se déshydratent par chauffage en donnant, par ouverture du cycle azoté, les ortho (α-éthoxyvinyl) N.N-diméthylbenzylamines correspondantes.

Dans une Note précédente (1) nous avons décrit un nouveau mode de cyclisation des benzylaminoacétals α-substitués qui nous a permis d'édifier une série de dérivés de l'éthoxy-4 tétrahydro-1.2.3.4 isoquinoléine :

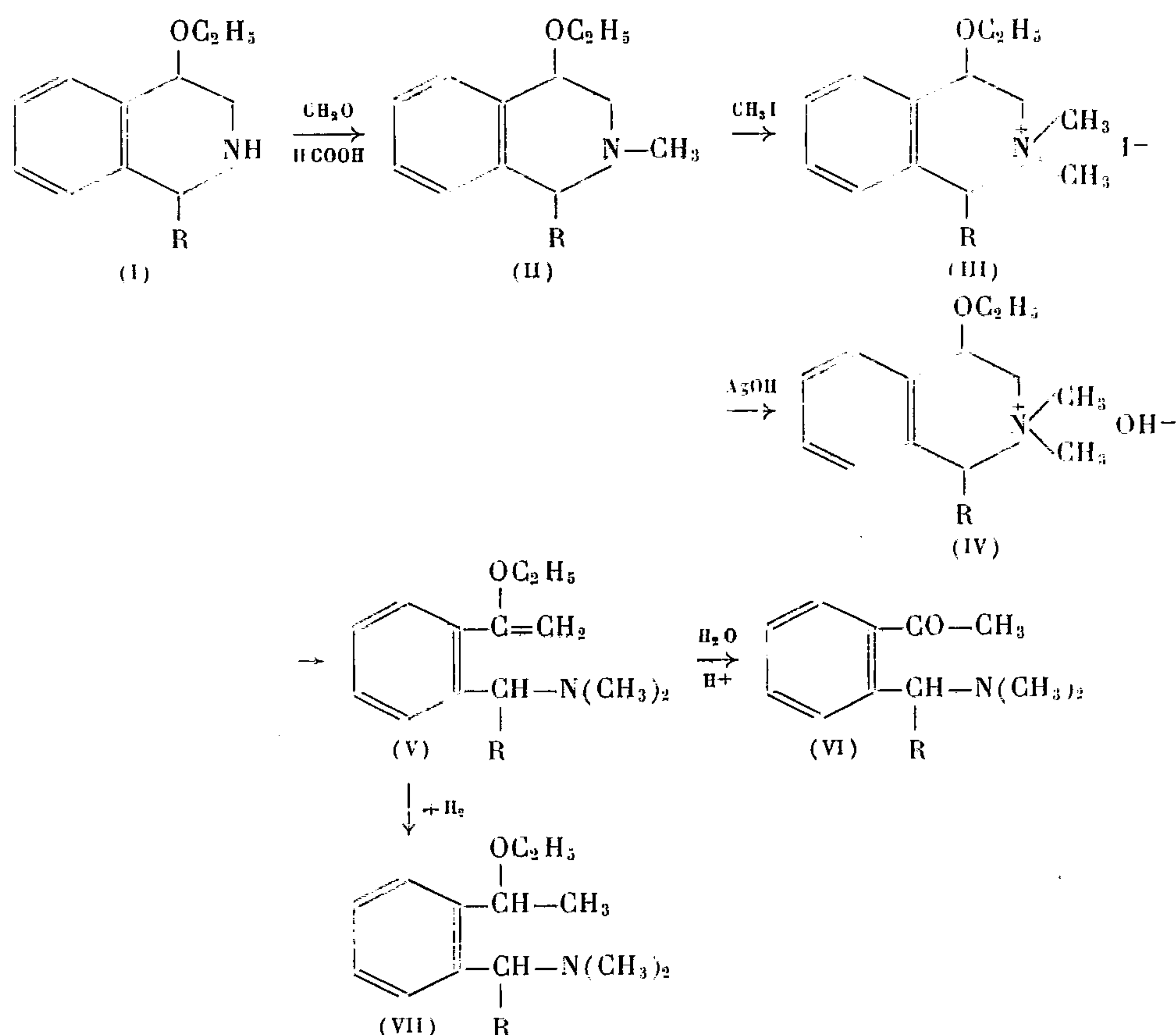


La structure de ces composés est vérifiée par le fait qu'ils fournissent les isoquinoléines correspondantes par perte de C_2H_5OH et de H_2 lorsqu'on les chauffe sur charbon palladié dans la tétraline bouillante.

Pour compléter leur étude nous avons préparé, à partir de trois d'entre eux, les dérivés N-méthylés (II) puis les iodométhylates (III) sur lesquels, en appliquant la réaction de A. W. Hofmann (2) nous avons pu réaliser la scission du noyau pipéridinique.

Cette scission fournit les *ortho-(α-éthoxyvinyl)* N.N-*diméthylbenzylamines α-substituées* (V) qui s'hydrolysent en milieu acide pour donner les *ortho-acétylbenzylamines* correspondantes (VI); leur structure vinylique est également

mise en évidence par la facilité avec laquelle ils s'hydrogènent par voie chimique (action de Na en présence d'alcool) pour donner les *ortho-(α-éthoxy-éthyl)* N.N-*diméthylbenzylamines α-substituées* (VII).



La monométhylation conduisant aux composés (II) a été effectuée par la méthode de K. Hess ([3]), par chauffage de l'éthoxytétrahydroisoquinoléine avec un mélange de formol et d'acide formique. Les bases obtenues avec R égal à CH_3, C_2H_5 ou C_6H_5 sont des liquides légèrement colorés en jaune, brunissant assez rapidement à l'air. En les traitant par l'iodure de méthyle en solution alcoolique, on obtient quantitativement les iodures d'ammonium quaternaires se présentant après recristallisation sous forme d'aiguilles incolores.

La scission du cycle azoté se réalise par distillation sous pression réduite (20 mm) des hydroxydes d'ammonium quaternaires (IV) résultant de l'action de l'oxyde d'argent sur les iodures (III) en solution hydroalcoolique. Les ortho-(α-éthoxyvinyl) diméthylbenzylamines obtenues ainsi avec d'excellents rendements donnent, par hydrolyse à froid, sous l'action de SO_4H_2 à 15 % les acétyl-diméthylbenzylamines qui fournissent les dérivés caractéristiques habituels : picrates, oximes et combinaisons bisulfitiques.

PRODUITS PRÉPARÉS. — N-*méthyléthoxy-4 tétrahydro*-1.2.3.4 *isoquinoléines substituées en* 1 (II) :

R.	Formule brute.	Constantes physiques.	Rdt %.
CH_3	$C_{13}H_{19}ON$	E_{16} 146-148°	74
C_2H_5	$C_{14}H_{21}ON$	E_{16} 151-153°	65
C_6H_5	$C_{18}H_{21}ON$	E_{22} 208-212°	85

Iodures d'ammonium quaternaires (III) :

R.	Formule brute.	Constantes physiques.
CH_3	$C_{14}H_{22}ONI$	F 172-173° (déc.)
C_2H_5	$C_{15}H_{24}ONI$	F 159-160° (déc.)
C_6H_5	$C_{19}H_{24}ONI$	F 222-225° (déc.)

Ortho-(α-éthoxyvinyl) N.N-*diméthylbenzylamines-α substituées* (V) :

R.	Formule brute.	Constantes physiques.	Rd %.	Dérivés cristallisés.
CH_3	$C_{14}H_{21}ON$	E_{17} 135-137°	85	Picrate F 120-121° (déc.)
C_2H_5	$C_{15}H_{23}ON$	E_{19} 144-145°	90	Picrate F 135-136° (déc.)
C_6H_5	$C_{19}H_{23}ON$	F 67-68°	75	Picrate F 157-158° (déc.)

Ortho-(α-éthoxyéthyl) N.N-*diméthylbenzylamines-α substituées* (VII) :

R.	Formule brute.	Constantes physiques.	Rd %.	Dérivés cristallisés.
CH_3	$C_{14}H_{23}ON$	E_{17} 135-138°	58	Picrate F 128-129° (déc.)
C_2H_5	$C_{15}H_{25}ON$	E_{22} 143-146°	60	Picrate F 168-169° (déc.)
C_6H_5	$C_{19}H_{25}ON$	–	56	Picrate F 120-121° (déc.)

Orthoacétyl N.N-*diméthylbenzylamines-α substituées* (VI) :

R.	Formule brute.	Constantes physiques.	Rd %.	Dérivés cristallisés.
CH_3	$C_{12}H_{17}ON$	E_{29} 136-138°	63	Picrate F 122-123° (déc.) Oxime F 91-93°
C_2H_5	$C_{13}H_{19}ON$	E_{20} 140-142°	60	Picrate F 123-124° (déc.) Oxime F 116-117°
C_6H_5	$C_{17}H_{19}ON$	F 63-65°	59	Picrate F 185-186° (déc.) Oxime F 132-134°

(1) R. QUELET et N. VINOT, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 909.
(2) A. W. HOFMANN, *Ber. Dtsch. chem. Ges.*, **14**, 1881, p. 661.
(3) K. HESS, *Ber. Dtsch. chem. Ges.*, **46**, 1913, p. 4104.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Recherches sur les aminoacides. Oxydation chromique des amino-alcools* (1). Note (*) de MM. **MARTIN OLOMUCKI** et **ISRAËL MARSZAK**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'oxydation chromique des aminoalcools permet de passer de façon simple et avec des rendements satisfaisants aux aminoacides correspondants. A titre d'exemple, les acides diméthylaminoacétique et diméthylamino-4 butanoïque, ainsi qu'un composé acétylénique, le diméthylamino-4 butyne-2 oïque, ont été préparés par cette voie.

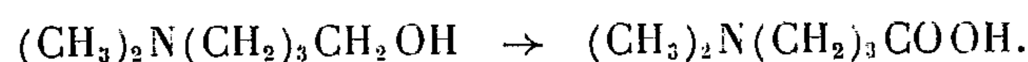
Dans une Note précédente (2) nous avons décrit la carbonatation de

certaines amines acétyléniques vraies, qui nous a conduits aux aminoacides acétyléniques, représentants d'une classe de produits à peine connue.

Dans le présent travail nous avons voulu examiner la possibilité d'obtenir de tels acides par oxydation des alcools correspondants, produits qui sont maintenant assez facilement abordables. A notre connaissance, le passage des aminoalcools aux aminoacides n'a jamais été étudié dans la série acétylénique; d'ailleurs, même dans la série saturée, les travaux consacrés à ce sujet sont très peu nombreux. Un brevet de Billman de 1946 ([3]) signale que certains alcools contenant un groupement amine primaire bloqué par acylation peuvent être oxydés par divers réactifs en aminoacides correspondants. Dans un travail plus récent ([4]), Billman, Parker et Smith décrivent de façon plus détaillée l'oxydation, au moyen de permanganate, de divers alcools contenant un groupement amine primaire salifié.

Dans le cas des aminoalcools acétyléniques, l'emploi du permanganate semblait peu indiqué, étant donné la sensibilité bien connue de la triple liaison à ce réactif ([5]). Par contre, on savait déjà que la triple liaison est restée intacte au cours de l'oxydation chromique de divers alcools acétyléniques non aminés. L'anhydride chromique nous semblait donc un réactif approprié pour aboutir aux aminoacides acétyléniques. Or, à notre connaissance, l'oxydation chromique des aminoalcools n'a jamais été décrite. Seul Billman, dans le brevet déjà cité, concernant les aminoalcools saturés, mentionne la possibilité d'employer, parmi d'autres oxydants, l'anhydride chromique, mais il ne donne aucune indication précise à ce sujet.

Dans ces conditions il nous a semblé intéressant d'étudier de façon systématique l'oxydation chromique des aminoalcools non seulement acétyléniques, mais aussi saturés. Nos recherches ont porté d'abord sur l'oxydation d'un aminoalcool saturé, le diméthylamino-4 butanol-1. Après de nombreux essais, nous sommes arrivés à mettre au point les conditions qui permettent d'obtenir l'acide diméthylamino-4 butanoïque à l'état pur avec un rendement de 47 % :



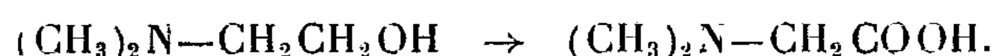
$$(CH_3)_2N(CH_2)_3CH_2OH \rightarrow (CH_3)_2N(CH_2)_3COOH.$$

Le mode opératoire est le suivant :

On dissout 8,8 g (0,075 mol) de diméthylamino-4 butanol-1 dans 35 cm³ d'acétone, puis on ajoute à cette solution 0,075 mol d'acide sulfurique dans quelques centimètres cubes d'eau, en agitant et en refroidissant extérieurement par la glace. On introduit alors goutte à goutte 50 cm³ d'une solution aqueuse contenant 10 g d'acide chromique et 16 g d'acide sulfurique, en maintenant la température du mélange inférieure à 20°. On continue l'agitation à la température ordinaire pendant 2 à 3 h, puis on chasse l'acétone sous vide et dilue le résidu avec 250 cm³ d'eau. On ajoute alors 130 g de carbonate de baryum et maintient le mélange sous

agitation pendant 3 h. Après avoir séparé les sels minéraux par filtration ou centrifugation, on évapore à sec, reprend le résidu solide par de l'alcool et reprécipite par addition progressive d'éther. On a ainsi 4,6 g du diméthylamino-4 butanoïque, F 100°, qui s'est montré identique au produit préparé par nous précédemment par hydrogénation catalytique du diméthylamino-4 butyne-2 oïque, qui lui-même avait été obtenu par carbonatation du diméthylamino-1 propyne-2 (2).

De la même façon nous avons préparé, en partant du diméthylaminoéthanol, l'acide diméthylaminoacétique, avec un rendement de 56 % :

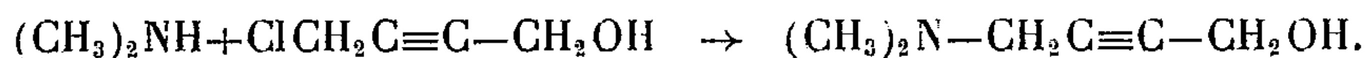


$$(CH_3)_2N-CH_2CH_2OH \rightarrow (CH_3)_2N-CH_2COOH.$$

L'aminoacide obtenu a été purifié par dissolution dans l'alcool et précipitation par l'acétone. Il fond à 176-178° [d'après la littérature F 176-178° (6) et (7)]. Après sublimation (à 110-120° sous 0,5 mm) son point de fusion est 180-181° [Bowman et Stroud (7) indiquent pour le produit sublimé F 182-183°]. Pour le chlorhydrate de cet aminoacide nous avons trouvé un point de fusion de 189-190° [d'après la littérature F 189-190° (8); F 189-191° (6)].

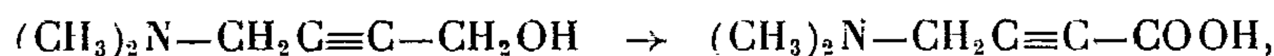
En possession de ces résultats positifs dans la série saturée, nous sommes passés à l'oxydation d'un aminoalcool acétylénique. Nous avons choisi comme exemple le diméthylamino-4 butyne-2 ol-1.

Rappelons que déjà en 1953 (9) nous avions signalé la préparation de ce composé par action de la diméthylamine sur le chloro-4 butyne-2 ol-1 :



$$(CH_3)_2NH + ClCH_2C\equiv C-CH_2OH \rightarrow (CH_3)_2N-CH_2C\equiv C-CH_2OH.$$

En oxydant cet aminoalcool acétylénique par l'acide chromique dans les conditions indiquées ci-dessus, nous avons pu obtenir l'acide diméthylamino-4 butyne-2 oïque avec un rendement de 40 % :



$$(CH_3)_2N-CH_2C\equiv C-CH_2OH \rightarrow (CH_3)_2N-CH_2C\equiv C-COOH,$$

$F_{(ac.acétique)}$ 220-222° (décomp.). Cet aminoacide s'est montré identique au composé que nous avions préparé précédemment (2) par une autre méthode :



$$(CH_3)_2N-CH_2C\equiv CNa + CO_2 \rightarrow (CH_3)_2N-CH_2C\equiv C-COOH.$$

En conclusion, d'après les résultats déjà obtenus, l'oxydation chromique semble constituer une bonne voie pour passer des aminoalcools aux acides correspondants. Ce procédé pourrait présenter un intérêt tout particulier pour la synthèse des aminoacides acétyléniques, classe de produits peu connue jusqu'à présent.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) Document retiré du pli cacheté n° 13.617 déposé le 26 novembre 1956, ouvert à la demande des auteurs le 3 mars 1958.

(2) OLOMUCKI et MARSZAK, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1338.

(3) BILLMAN, Brevet américain, n° 2.394.230, 1946.

(4) BILLMAN, PARKER et SMITH, *J. Biol. Chem.*, 180, 1949, p. 29.

(5) DUPONT, *Thèse*, Paris, 1912.

(6) ANSLOW et KING, *Biochem. J.*, 22, 1928, p. 1253.

(7) BOWMAN et STROUD, *J. Chem. Soc.*, 1950, p. 1342.

(8) CLARKE, GILLESPIE et WEISSHAUS, *J. Amer. Chem. Soc.*, 55, 1933, p. 4571.

(9) OLOMUCKI, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 192.

GÉOLOGIE. — *Le Callovien du versant méditerranéen de la Côte-d'Or.*

Note de M. **HENRI TINTANT**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les calcaires désignés sur le versant méditerranéen de la Côte-d'Or sous le nom de « Dalle nacrée » représentent, non seulement la zone à *Macrocephalites macrocephalus*, mais tout le Callovien inférieur et moyen. L'étude des Ammonites qui y ont été récoltées permet d'y reconnaître l'existence des trois zones à *M. macrocephalus*, à *P. koenigi* et à *R. anceps*.

L'épaisse série des calcaires du Jurassique moyen qui constitue, aux environs de Dijon, la facade de la « Côte », se termine par une vingtaine de mètres de calcaires riches en débris d'organismes, entrecoupés de niveaux marneux. Cette série, connue des géologues locaux sous le nom de « Dalle nacrée », repose sur le Bathonien dont nous avons donné récemment (1) une étude détaillée. Rangée d'abord dans le Bathonien supérieur par J. Martin (2), puis attribuée au Callovien par L. Collot (3), elle est actuellement considérée comme représentant le Callovien inférieur (zone à *M. macrocephalus*). Le Callovien moyen (zone à *R. anceps*) ferait défaut ou, de même que le Callovien supérieur à *P. athleta* et à *Q. lamberti*, ne serait représenté que par de minces lambeaux discontinus de très faible extension stratigraphique (4).

L'étude des Ammonites assez nombreuses (plus de 60) recueillies pour la plupart en place dans les divers niveaux de cette formation nous permet d'en préciser ici l'âge exact.

1° La limite Bathonien-Callovien peut être placée de façon très précise au sommet de calcaires oolithiques désignés dans la région sous le nom de « Calcaire grenu ». Cet horizon repose en effet sur un mince niveau marneux riche en Brachiopodes (*Eudesia cardioides* Rol., *Kallirhynchia morieri* Dav., *Digonella sowerbyi* Rol.), dont l'âge Bathonien supérieur a été confirmé par la découverte récente de deux ammonites caractéristiques : *Choffatia subbackeriæ* d'Orb. et *Clydoniceras* sp. La présence,

signalée par J. Martin, d'*E. cardioides* dans le calcaire grenu, montre que tout cet horizon doit être attribué au Bathonien supérieur.

2° Au-dessus de la surface terminale perforée du calcaire grenu, le Callovien débute par un niveau marneux d'épaisseur très variable (de 3 m à quelques centimètres), mais très fossilifère : ce sont les marnes à « *Zeilleria digona* var. *minor* » de Martin. Un travail récent (5) a montré que le brachiopode ainsi désigné n'était pas l'espèce de Sowerby, caractéristique du Bathonien supérieur d'Angleterre, mais l'espèce callovienne *Digonella divionensis* Desl. Elle est accompagnée d'une faune abondante, où les ammonites, assez rares, sont représentées surtout par des Macrocéphalitidés : *Macrocephalites macrocephalus* (Schloth. ?) Zittel, *M. compressus* Qu., *M. rotondus* Qu., *Dolikephalites typicus* Blake, *Kamptocephalites* sp., et par *Indosphinctes patina* Neum. Cette faune, identique à celle du Cornbrash d'Angleterre, est bien caractéristique de la zone à *M. macrocephalus*.

A leur sommet ces marnes passent progressivement à des calcaires compacts, en bancs épais, tantôt oolithiques, et très comparables au « calcaire grenu », tantôt à pâte plus fine, presque lithographiques. Épais de 5 m environ, ces calcaires présentent la même faune que les marnes sous-jacentes. Leur sommet montre une surface perforée très constante.

3° Ils sont surmontés par une nouvelle série formée de calcaires en bancs beaucoup plus minces, à stratification oblique très accusée, et pétris de débris d'organismes : bryozoaires, huîtres, brachiopodes, formant parfois de véritables lumachelles. Ils sont entrecoupés de lentilles marneuses renfermant parfois en abondance *Digonella marcoui* Rol. (= *Z. digona*, var. *emarginata* Martin). Ce niveau nous a fourni d'assez nombreuses ammonites. Les Macrocéphalitidés y sont rares et représentés par le seul genre *Pleurocephalites*. Par contre, les Proplanulitidés y sont fréquents. Nous avons déterminé : *Pleurocephalites* aff. *liberalis* Buck., *Hecticoceras hecticum* Rein., *Reineckeites douvillei* Steinm., *Proplanulites koenigi* Sow., *P. majesticus* Buck., *P. teisseyri* Tornq., *Grossouvria comptoni* Pratt, *Subgrossouvria euryptycha* Neum., *Choffatia recuperoi* Gemm., *C.* aff. *furcula* Neum., *Indosphinctes drevermanni* Till, *I.* aff. *errans* Spath. Signalons enfin un exemplaire de *Kepplerites goweri* qui, d'après sa gangue, paraît bien provenir de ce niveau.

Cette faune n'appartient certainement plus à la zone à *M. macrocephalus*, mais est tout à fait caractéristique de la zone à *Sigaloceras calloviense* d'Oppel, qu'il semble préférable d'appeler ici zone à *Proplanulites koenigi*, l'espèce indicielle d'Oppel étant une forme boréale inconnue dans nos régions. Trop souvent négligée par les auteurs français, ou confondue par eux avec la zone à *macrocephalus*, dont elle se distingue cependant aisé-

ment par sa faune d'ammonites, cette zone correspond aux Kellaways Clay et Kellaways Rock d'Angleterre.

4° La série callovienne se termine par de nouveaux calcaires oolithiques ou spathiques; en petits bancs, riches en grosses huîtres, c'est la « Dalle nacrée à *Pernostrea pellati* » de Martin, elle-même surmontée dans les environs de Dijon par des calcaires plus franchement oolithiques, blancs ou rosés.

Très pauvre en céphalopodes, cet horizon a cependant fourni une ammonite (Coll. Chaput) que nous rapportons à *Reineckeia reissi* Steinmamm. En outre, à l'Étang-Vergy, localité située à 20 km environ au Sud de Dijon, les bancs oolithiques formant l'extrême sommet de ce niveau ont donné : *Spinikosmoceras castor* Rein. (Coll. Joly) et *Erymnoceras doliforme* Roman.

Plus au Sud encore, à partir de Savigny-les-Beaune et jusqu'aux confins du département de la Saône-et-Loire, la Dalle nacrée se termine par des calcaires oolithiques roux, à débris d'organismes, riches en chailles passant parfois à de véritables bancs de silex. Cet horizon, qui surmonte les calcaires et marnes à *Digonella marcoui*, semble un faciès latéral de la Dalle nacrée à *Pernostrea* à laquelle il passe latéralement au Nord de Beaune. Il a fourni d'assez nombreuses ammonites, à Savigny-les-Beaune, à Écharnant (Coll. Joly), à Chassagne, à Santenay, etc. On y remarque : *Reineckeia anceps* Rein., *R. liffolensis* Steinm., *Kellawaysites greppini* Op., *Phlycticeras cristagalli* Op., *Erymnoceras coronatum* Brug., *E. doliforme* Roman, etc.

Cette faune appartient sans aucun doute à la zone à *Reineckeia anceps*, qui correspond donc sur tout le versant méditerranéen de la Côte-d'Or à la partie supérieure de la Dalle nacrée, au lieu d'être localisée en des points très restreints comme on le pensait jusqu'ici.

On remarquera que toutes les espèces citées ci-dessus sont des formes généralement localisées à la partie supérieure de la zone à *R. anceps* (niveau à *Erymnoceras coronatum*). Aucune ammonite ne nous a jusqu'ici permis de mettre en évidence la partie inférieure de cette zone (niveau à *Cosmoceras jason*), soit que cet horizon ne soit pas fossilifère, soit qu'il manque réellement dans la région. L'existence de nombreuses surfaces perforées entre les divers niveaux décrits ci-dessus et souvent même à l'intérieur de ceux-ci, montre en effet une sédimentation très discontinue, entrecoupée d'arrêts plus ou moins longs.

En résumé, il ressort de cette étude que la série de calcaires et de marnes désignée sur le versant méditerranéen de la Côte-d'Or sous le nom de « Dalle nacrée » correspond, non seulement à la zone à *M. macrocephalus*, mais aussi aux zones à *P. koenigi* et à *R. anceps*, c'est-à-dire au Callovien inférieur et moyen.

(1) H. TINTANT et J. JOLY, *Bull. Scientifique de Bourgogne*, 15, 1954, p. 26-38.

(2) *Mém. Acad. Dijon*, 2e série, 5, 1878, p. 1-100.

(3) *Esquisse géologique de la Côte-d'Or* (40e *Congrès A. F. A. S.*, Dijon, 1911, p. 61-99).

(4) H. POINSOT, *Existence du Callovien sur le versant méditerranéen de la Côte-d'Or* (*C. R. Congrès Soc. savantes*, Dijon, 1924); *voir* aussi : E. CHAPUT, *Bull. Carte Géol. Fr.*, 40, n° 199, 1939, p. 123.

(5) M. BAGUE, *Bull. Scientifique de Bourgogne*, 13, 1952, p. 13-38.

(*Laboratoire de Géologie de la Faculte des Sciences de Dijon.*)

PHYSIQUE DU SOL. — *Sur la non validité de l'équation de conductivité pour exprimer le mouvement de l'eau non saturante dans le sol.* Note (*) de MM. **MARC HALLAIRE** et **STÉPHANE HENIN**, présentée par M. Charles Maurain.

Lorsque la terre n'est pas saturée d'eau, l'équation de Darcy n'est évidemment plus valable. On a l'habitude d'admettre que la circulation du fluide répond à la formule

$$q = \lambda \frac{d\psi}{dz}, \tag{1}$$

où q désigne le débit suivant une direction $z'z$, λ représente un coefficient de conductivité et ψ le potentiel agissant sur l'eau.

Cette équation traduit, à l'image de la loi de Poiseuille, un équilibre entre les forces qui provoquent le mouvement et les forces de frottement. Notons que l'effet de la pesanteur, lorsqu'on est suffisamment loin des conditions de saturation, est négligeable vis-à-vis des autres forces, en particulier de celles résultant de processus physicochimiques : capillarité, pression osmotique, etc.

Par rapport aux phénomènes représentés par des formules analogues (circulation de la chaleur ou de l'électricité, diffusion des molécules), il existe deux différences importantes : le coefficient λ décroît rapidement quand ψ augmente ou, ce qui revient au même, quand le taux d'humidité H (eau pour-cent de terre sèche) diminue. De plus, le potentiel ψ n'est pas proportionnel à l'humidité H; il en est, au contraire, une fonction décroissante.

L'équation (1) peut, en toute rigueur, se mettre sous la forme

$$q = \lambda \frac{d\psi}{dH} \frac{dH}{dz}. \tag{2}$$

D'autre part, l'expérience montre que dans certaines conditions, le produit $\lambda d\psi/dH$ est approximativement constant. Sous cette réserve l'équa-

tion (2) peut s'écrire :

(3) $$q = \lambda \frac{dH}{dz} \qquad (\lambda \neq \mathrm{Cte}).$$

Les relations que nous venons de rappeler présentent un caractère de nécessité [(1) et (2)] ou sont la conséquence de faits expérimentaux. Cependant, d'autres observations sont en contradiction avec les conséquences les plus immédiates qu'on pourrait en déduire.

Tout d'abord il est bien connu que l'humidification d'une terre se produit par imbibitions des couches successives, une strate ne cédant de l'eau à la suivante qu'à condition d'être proche de la saturation.

Dans le même ordre d'idées, si l'on juxtapose une couche de terre humide, mais non saturée et une autre plus sèche, le mouvement du fluide de la première vers la deuxième couche est presque nul même si les deux humidités sont très différentes.

Pour expliquer cette anomalie on a proposé l'interprétation suivante : quand on mesure la valeur de ψ à l'aide d'un processus qui déshydrate le sol, on obtient, pour la même humidité, une valeur supérieure à celle qu'on obtiendrait à l'aide d'un processus réhydratant le sol. Les courbes ψ (H) de réhydratation et déshydratation diffèrent beaucoup; le phénomène présente une large hystérésis. Il en résulte que l'eau peut être au même potentiel dans la couche humide qui tend à se dessécher et dans la couche sèche qui tend à s'humecter.

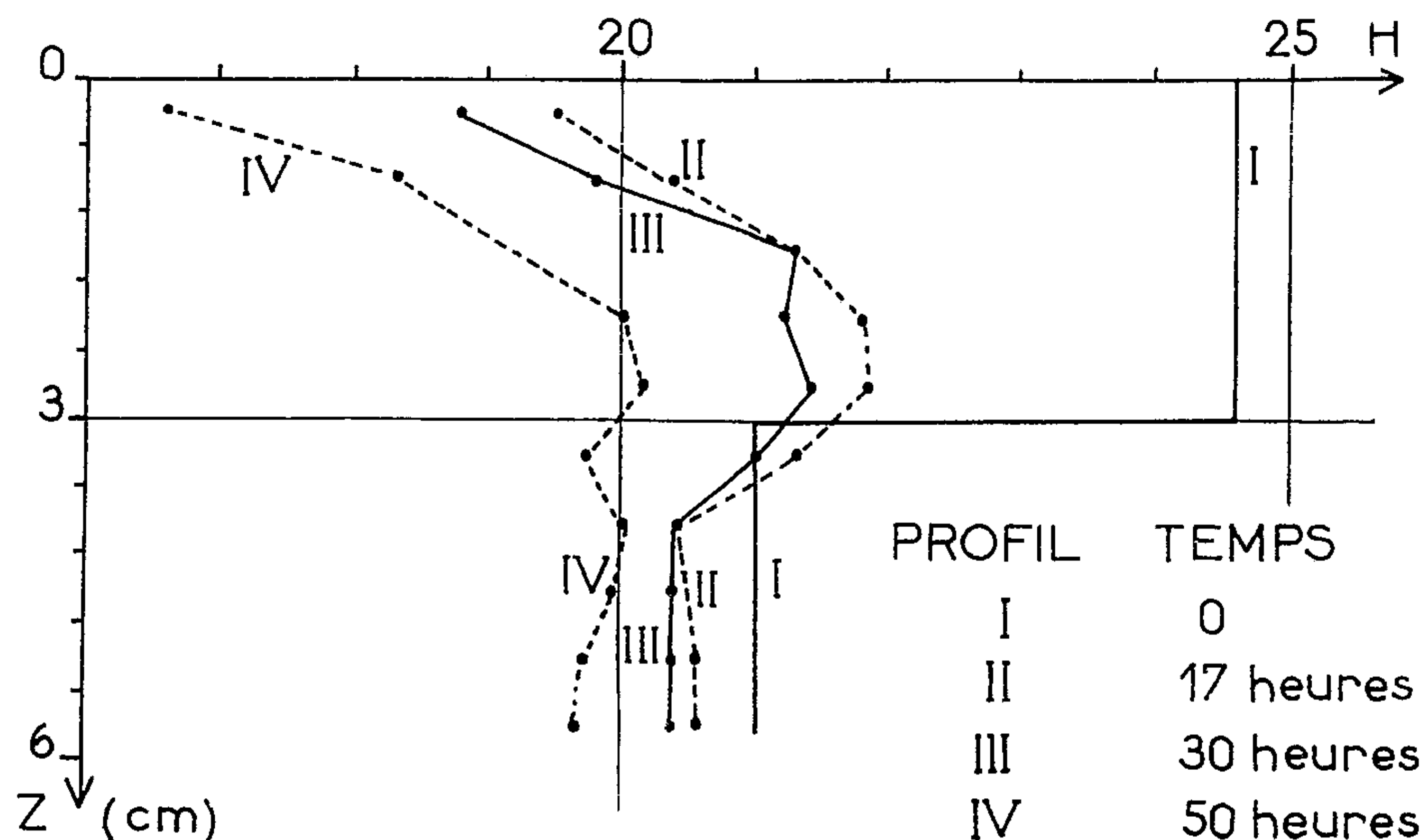
Cette explication n'est cependant pas pleinement satisfaisante, car si l'on faisait croître suffisamment l'écart existant entre les deux humidités, il arriverait un moment où, compte tenu de l'hystérésis, les potentiels ψ différeraient et devraient entraîner un mouvement de l'eau. Or, même en ce cas, le déplacement du liquide reste insensible. On est donc amené à supposer l'existence de faux équilibres.

De nouvelles expériences apportent des arguments encore plus convaincants contre l'utilisation des principes fondamentaux rappelés au début de cette Note :

Superposons dans un récipient cylindrique à fond clos une couche de terre d'humidité H_s sur une autre d'humidité H_i, avec $H_i < H_s$. Soumettons la face supérieure du cylindre à une évaporation E (millimètres par jour). On a vu que la couche supérieure n'humecte pas la couche inférieure; on pourrait, du moins, s'attendre à ce que la couche inférieure ne se dessèche pas tant que H_s n'a pas atteint, du fait de l'évaporation, une valeur inférieure à H_i. C'est, en effet, à ce moment seulement que l'existence d'un gradient dH/dz positif, au niveau de séparation des deux couches, pourrait permettre d'expliquer le passage de l'eau, de la profondeur vers la surface libre.

Or, l'expérience montre que la couche inférieure se dessèche dès le début

de l'expérience. Ce n'est qu'après une évaporation suffisamment importante que l'humidité de la couche H_s devient plus faible que celle de la couche sous-jacente H_i; mais à ce moment, l'humidité H_i est elle-même très inférieure à ce qu'elle était à l'origine (voir *fig.*).



Ainsi une couche relativement sèche peut perdre de l'eau à travers une autre couche d'humidité plus élevée, la diffusion se faisant à contre-gradient, à condition toutefois que, dans cette couche humide, un appel soit créé par le mouvement des films d'eau. Il ne saurait s'agir ici d'un faux équilibre.

Cette conclusion est évidemment contraire aux principes fondamentaux de la physique et il est évident que si les équations rappelées au début de cette Note ne sont pas applicables, c'est parce que le sens qu'on donne au potentiel n'est pas correct.

On est donc conduit à supposer l'existence d'un potentiel efficace différent, pour un taux d'humidité donné, de celui qu'on mesure en laboratoire en l'absence de tout mouvement liquide. Or, l'élément permettant de comprendre la transmission immédiate du mouvement, imprimé dans la couche supérieure par l'évaporation, à toute la hauteur de la colonne ne peut être que la cohésion de l'eau. Dans cette hypothèse, le facteur susceptible de définir le potentiel efficace serait donc la fréquence et la qualité des contacts entre les films liquides.

Nous essaierons, dans une prochaine publication, d'interpréter l'évolution des profils hydriques sur de nouvelles bases, qui tiendront compte de ces conclusions.

(*) Séance du 10 mars 1958.

OPTIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Sur la variabilité diurne et annuelle de l'éclairement solaire reçu au niveau du sol.* Note (*) de M. **Étienne Vassy** et Mme **Arlette Vassy**, présentée par M. Eugène Darmois.

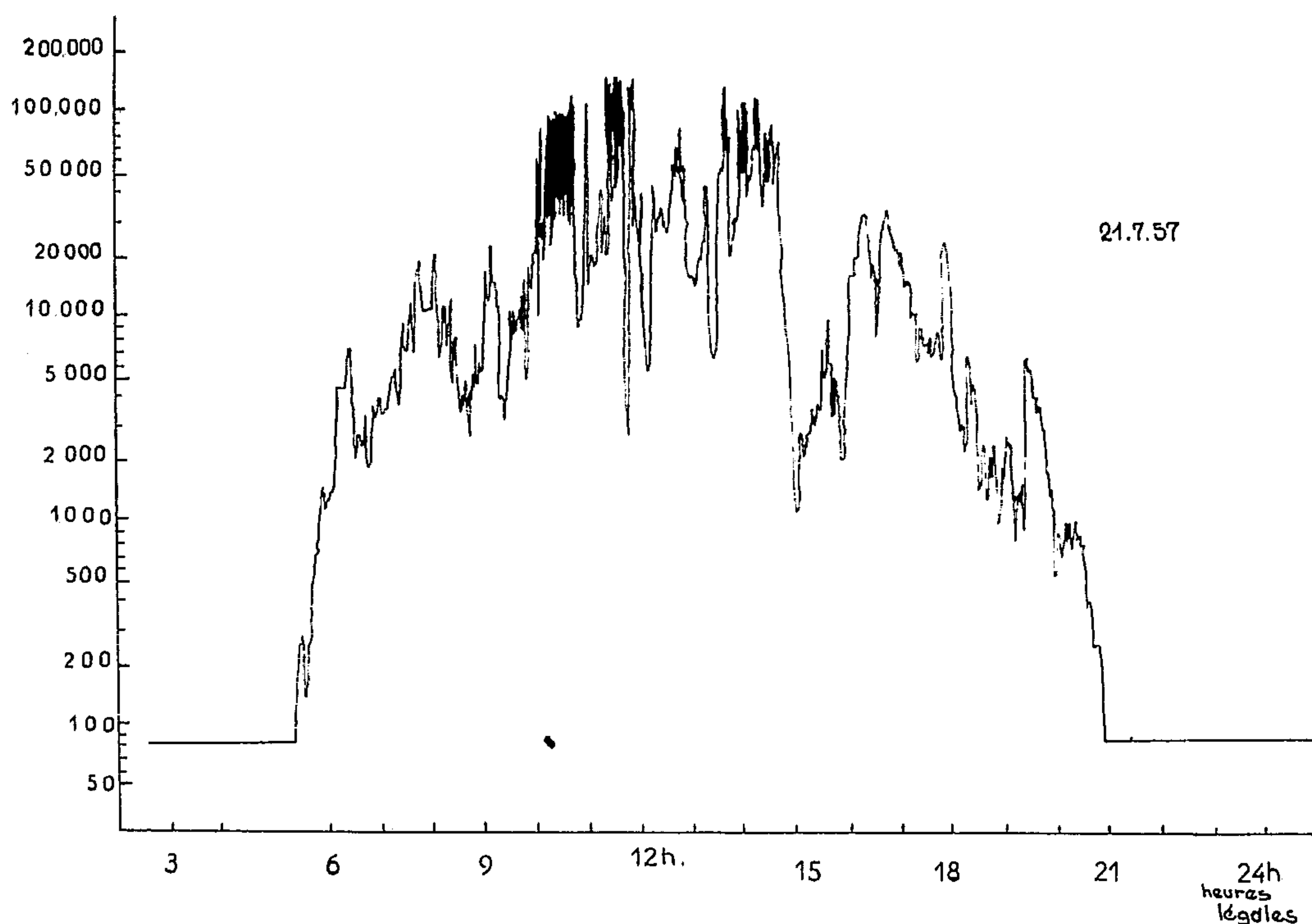
En dépouillant les enregistrements de l'éclairement reçu par une surface horizontale, on fait apparaître l'importance des variations dues à la nébulosité ainsi que les variations saisonnières.

Le problème de l'éclairement diurne auquel est soumis l'œil humain et de ses variations intéresse en particulier les ophtalmologistes et cependant il est encore peu ou mal connu. C'est pourquoi nous avons réalisé un luxmètre enregistreur qui mesure l'éclairement reçu au niveau du sol sur une surface horizontale; la lumière provenant directement du soleil et celle diffusée par l'atmosphère sont reçues par une cellule à couche d'arrêt compensée de façon à ce que sa sensibilité spectrale soit identique à la courbe de visibilité relative de l'œil humain moyen. Un coin photométrique neutre et linéaire, placé au-dessus de la cellule, peut se déplacer de façon à maintenir constante l'énergie reçue par la cellule, et l'on inscrit sur papier gradué ses déplacements; les variations d'éclairements sont ainsi enregistrées dans une échelle logarithmique. Le déplacement convenable du coin est commandé par le courant de cellule qui traverse un relais galvanométrique à deux contacts; le papier est enroulé sur un tambour dont la rotation peut s'effectuer en 24 h ou en une semaine suivant le but qu'on se propose. L'appareil a été gradué en unités absolues (lux) par comparaison avec un luxmètre étalon. Une description détaillée en sera donnée dans une autre revue : *Mesures* (sous presse). Les valeurs limites enregistrables sont 250 000 et 50 lx avec une précision relative constante de 2 %.

Précisons bien que notre but n'est pas d'enregistrer la radiation globale, mesure énergétique qui est effectuée régulièrement dans un certain nombre de centres. Cette mesure est d'ailleurs fournie le plus souvent sous forme de données totalisées pour une journée ou un mois entiers.

On pourrait évidemment songer à calculer l'éclairement à partir des enregistrements de la radiation globale; ce travail serait non seulement long, mais surtout inextricable. En effet, il faudrait connaître de très nombreux facteurs; les uns sont bien connus : répartition spectrale énergétique de la lumière solaire et de celle du ciel bleu, absorption atmosphérique par les constituants normaux, etc.; d'autres sont encore incertains : proportion de lumière solaire et de lumière diffusée pour les divers domaines spectraux, répartition spectrale énergétique de la lumière diffusée et transmise par les différents types de nuages [1], etc. Enfin d'autres éléments,

qui seraient nécessaires au calcul, présentent une variabilité importante et qui n'est pas régulièrement enregistrée, par exemple la nébulosité, la teneur en vapeur d'eau, les brumes, etc. Or ces facteurs affectent différemment la radiation globale et l'éclairement. Ainsi l'épaisseur d'eau condensable de l'atmosphère, qui varie dans un rapport de 1 à 4 en quelques heures ou même quelques minutes (²) influence fortement par la présence des bandes infrarouges la radiation globale, et modifie peu l'éclairement. Donc l'appareil que nous avons réalisé apporte des données qui faisaient défaut jusqu'ici et les fournit sous une forme directement utilisable; sa simplicité permet de le placer en n'importe quel lieu; il ne réclame que peu de surveillance.



L'appareil fonctionne à la station scientifique du Val-Joyeux depuis le 21 juin 1957; bien que nous n'ayons pas encore une année complète, nous voulons donner ici quelques valeurs caractéristiques de la variation annuelle et de la variation diurne. Étant donnée la forte nébulosité du climat de la région parisienne, la courbe enregistrée au cours d'une journée présente de nombreux accidents, l'éclairement pouvant baisser de 150 000 à 7 000 lx en moins de 30 mn (*fig.*); d'autre part, pour la même raison, le maximum est rarement au moment de midi local, et peut s'en écarter de 3 h. Pour donner une idée des variations rapides d'éclairement qu'on

peut rencontrer, nous avons relevé sur les enregistrements des valeurs minima de l'éclairement, valeurs qui ne sont nullement les valeurs de début ou de fin de jour lorsque l'éclairement tend vers zéro, mais des minima observés à moins de 1 h de l'instant du maximum.

Éclairement en milliers de lx.

Date.		Max.	Min.	Date.		Max.	Min.
22 juin	1957.....	45	4	12 octobre	1957.....	20	8
25 »	»	140	9	21 »	»	80	10
27 »	»	150	–	2 novembre	»	60	12
1 juillet	»	80	9	3 »	»	50	4
10 »	»	200	4	22 »	»	5	1
29 »	»	30	7	8 décembre	»	25	2
1 août	»	120	–	15 »	»	3	–
2 »	»	120	–	24 »	»	25	0,8
19 septembre	»	90	18	5 janvier	1958.....	9	2
22 »	»	100	7	8 »	»	30	3
26 »	»	30	4	1 février	»	13	10
2 octobre	»	100	10	18 »	»	45	20

La variation la plus grande observée en un temps inférieur à l'heure paraît être le 10 juillet de 200 000 à 4 000 lx, avec remontée à 140 000. Les valeurs extrêmes pour le maximum diurne relevées jusqu'à ce jour sont 200 000 lx au voisinage du solstice d'été et 3 000 lx le 15 décembre.

Les moyennes mensuelles des valeurs maxima décroissent entre juin et décembre, et recommencent à croître en janvier. Les chiffres suivants, qui doivent être considérés comme provisoires, en donnent une idée

Juillet...............	140 000	Décembre...........	15 000
Septembre...........	81 000	Janvier..............	20 000
Octobre.............	52 000	Février.............	26 000
Novembre...........	27 000		

Ajoutons que l'appareil peut être immédiatement adapté à la mesure de l'éclairement sur une surface verticale et, à ce titre, il pourrait être utilisé par les architectes et les urbanistes qui se soucient des conditions d'ensoleillement des immeubles, et des éclairements à l'intérieur des pièces d'habitation.

De telles valeurs doivent aussi intéresser les éclairagistes, en songeant qu'un œil qui a reçu plus de 100 000 lx dans la journée peut réclamer lorsqu'il travaille à la lumière artificielle, plus des 400 lm/m² actuellement proposés comme éclairage correct d'une table de travail.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) J. Lenoble, *Ann. Géophysique*, 10, 1954, p. 187.

(2) A. et E. Vassy, *J. sc. Météor.*, 2, 1950, p. 65.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action d'une forte concentration de magnésium dans un milieu permettant la croissance normale de* Marsilea drummondii (*Filicinées, Marsiléacées*). Note de Mme **Lucienne Sossountzov**, présentée par M. Lucien Plantefol.

Cultivé sur un milieu contenant une concentration optimale de calcium et de potassium et une concentration trop forte de magnésium, le sporophyte de *M. d.* diffère de celui observé sur milieu témoin par un net sous-développement des systèmes foliaire et radiculaire, la formation de feuilles juvéniles et l'éveil des bourgeons axillaires du rhizome, bourgeons qui sont toujours dormants chez les témoins.

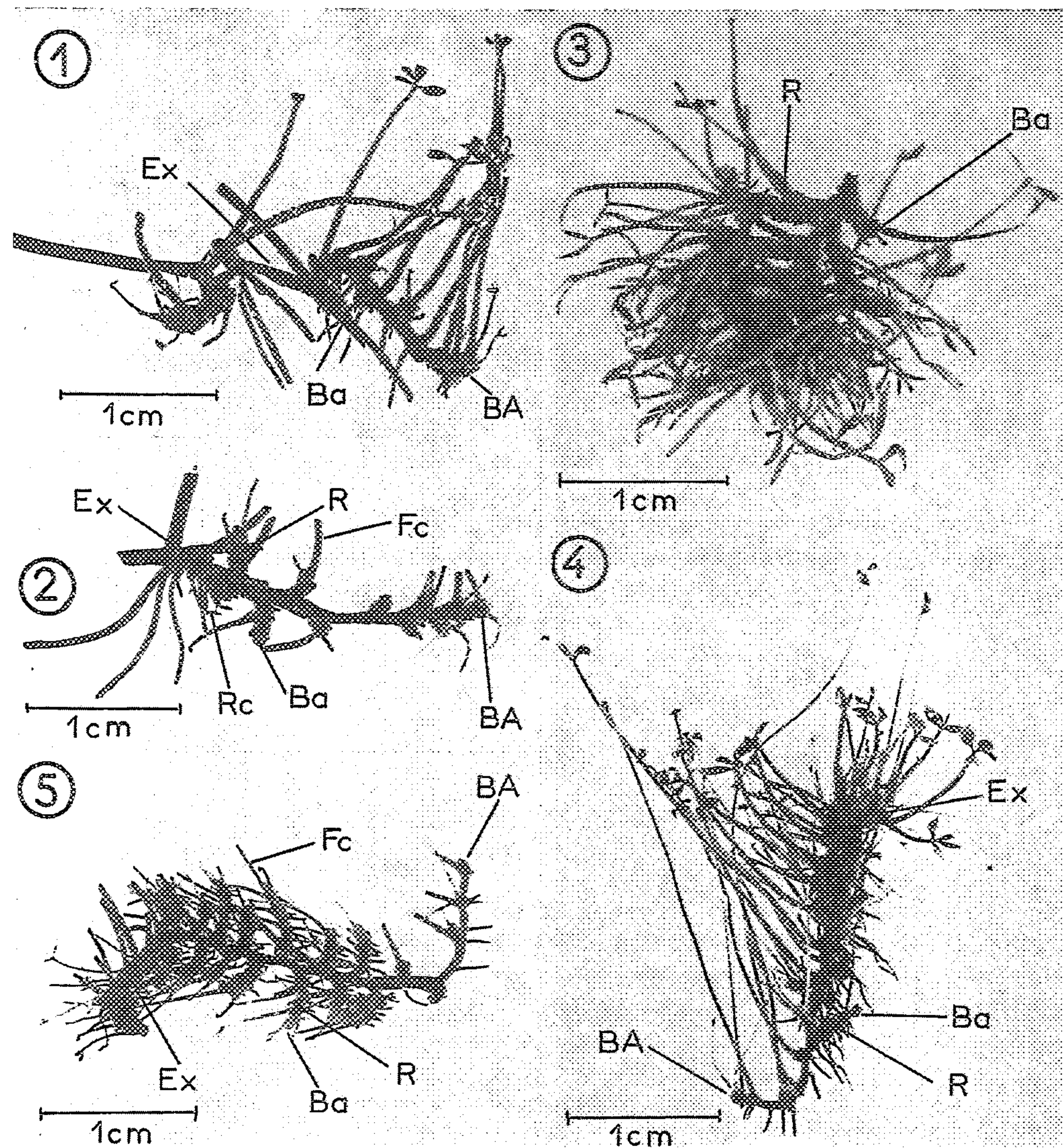
Dans deux Notes précédentes ([1]), ([2]), nous avons décrit les modifications morphologiques présentées par le sporophyte de *Marsilea drummondii* cultivé aseptiquement sur un milieu contenant une forte concentration d'indolacétonitrile d'une part, et sur un milieu dépourvu de calcium d'autre part. Les plus frappantes avaient trait à la formation des feuilles juvéniles et surtout à la ramification du rhizome formé par le développement des bourgeons axillaires de l'explantat; cette dernière était particulièrement prononcée dans le cas de la carence calcique.

La présente Note se propose de décrire d'autres perturbations, observées lorsque le sporophyte est cultivé sur un milieu contenant une quantité de magnésium très différente de celle présente dans le milieu témoin.

Technique. — Celle-ci a été décrite précédemment ([1]), ([2]). Les explantats obtenus par fragmentation du rhizome d'un sporophyte adulte sont repiqués sur liquide de Knop dilué de son volume d'eau et modifié de manière à contenir 0,5 milli-ion g/Ca^{++}, 1 mI/K^{+} et 30 mI/Mg^{++} par litre ([3]). Le milieu témoin contient respectivement 2 mI/Ca^{++} et K^{+} et 0,5 mI/Mg^{++} par litre. Du glucose (3 %) est ajouté à ce milieu. Les cultures sont observées 45 jours après leur repiquage, pendant deux passages consécutifs.

Observations. — A la fin du premier passage, les cultures (*fig.* 1), très petites, sont très nécrosées. Seules sont encore chlorophylliennes les régions méristématiques et les très jeunes feuilles portées par le rhizome. Celui-ci, peu étiré, montre cependant des entre-nœuds bien visibles. Les feuilles, à pétioles courts, présentent quatre folioles peu développées et souvent appliquées les unes contre les autres. Les racines sont petites, noirâtres et cassantes. Au niveau de chaque nœud, les bourgeons axillaires (dormants chez les témoins) se sont développés en un rhizome rudimentaire portant des racines nécrosées et des feuilles chlorotiques de petite taille. Ces dernières présentent une, deux ou quatre folioles peu importantes. La figure 2 montre le rhizome d'une telle culture et permet d'observer les ramifications : elles sont d'autant plus grandes qu'elles sont plus éloignées du bourgeon apical.

A la fin du deuxième passage, les modifications morphologiques des cultures sont du même type que celles décrites précédemment (*fig.* 3 et 4). Les ramifications du rhizome, beaucoup plus développées qu'à la fin



Marsilea drummondii.

Sporophytes de *M. d.* cultivés sur milieu contenant un excès d'ions Mg^{++}.

1. Aspect, 45 jours après le premier repiquage.
2. Vue du rhizome de la culture 1 après ablation des racines et des feuilles. Noter les ramifications du rhizome.

3 et 4. Aspects, 45 jours après le deuxième repiquage.

5. Vue de la culture 4 après ablation des racines et des feuilles.

Ex, explantat; BA, bourgeon apical; Ba, bourgeon axillaire; R, ramification du rhizome principal; Fc et Rc, feuilles et racines coupées. Sur les figures 4 et 5, Ex indique la région où se trouve l'explantat. Sur la figure 3, l'explantat a été supprimé pour que la figure soit plus nette.

du premier passage, sont de taille à peu près égales, quelle que soit la place qu'elles occupent le long de celui-ci, à l'exception cependant de celles très proches de l'apex qui sont plus courtes (*fig.* 2 et 5). Les feuilles portées par ces ramifications sont petites et nombreuses et donnent aux cultures un aspect touffu. Elles sont quadrifides (les quatre folioles sont alors très peu développées) ou bifides et même unifides (formes juvéniles). Les rhizomes de ces cultures sont de longueur variable, les entre-nœuds étant plus ou moins étirés (*fig.* 3 et 4). De telles cultures, fragiles et très nécrosées, ne supportent pas un troisième repiquage.

Conclusion. — L'aspect du sporophyte de *M. d.* est fortement modifié lorsqu'une forte concentration de magnésium est ajoutée à un milieu qui permet son développement normal. Des modifications décrites, celle concernant le développement de tous les bourgeons axillaires portés par le rhizome nous a paru particulièrement intéressante, car ce phénomène a déjà été observé sur milieu carencé en calcium ou en présence d'une forte concentration d'indolacétonitrile ([1]), ([2]). Il est permis de supposer que, dans les trois cas, c'est une perturbation du métabolisme et en particulier du métabolisme hormonal qui produit cette ramification des cultures. Les recherches chromatographiques poursuivies actuellement apporteront peut-être une confirmation à cette hypothèse.

([1]) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 815.
([2]) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1257.
([3]) Les concentrations 0,5 ml/Ca^{++} et 1 ml/K^{-} par litre sont optimales pour le développement du sporophyte de *M. d.* (Résultats non publiés.)

(*Laboratoire de Biologie végétale 5, Faculté des Sciences de Paris.*)

BOTANIQUE. — *Relation entre la quantité d'énergie lumineuse reçue par* Monilia fructicola *et la croissance de ses conidiophores fertiles.* Note de M. STEPHAN JEREBZOFF, transmise par M. Henri Gaussen.

Sous des intensités lumineuses, photopériodes et photocycles différents, la croissance des conidiophores de *Monilia fructicola* dépend de l'énergie lumineuse reçue par l'organisme; 20 lx-mn/h provoquent déjà une nette augmentation. Le passage de la forme mycélienne à la forme conidiophore est fonction de la quantité d'énergie fournie par photocycle de 1 h.

Dans une Note antérieure ([1]), j'ai signalé que sous un éclairement de 350-400 lx (fourni par des lampes à incandescence de 40 W) l'augmentation de la croissance pondérale des conidiophores fertiles de *Monilia fructicola* suit l'augmentation de la durée des photopériodes journalières, le maximum étant obtenu en éclairement continu. En outre, sous les

mêmes conditions, alors que le poids total des cultures reste sensiblement constant, le pourcentage du poids des fructifications par rapport au poids total des cultures évolue dans le même sens que le poids sec des conidiophores fertiles.

Lors d'expériences complémentaires, j'ai constaté que des photocycles homophasiques, d'une durée de 1 à 2 h ($i = 50$ et 250 lx), permettent la formation d'un poids de conidiophores fertiles égal à celui que donnent les cultures développées sous des éclairements continus, d'intensités lumineuses correspondantes. Ces faits laissaient prévoir qu'une augmentation donnée de la croissance des fructifications pourrait être liée à un besoin défini en énergie lumineuse.

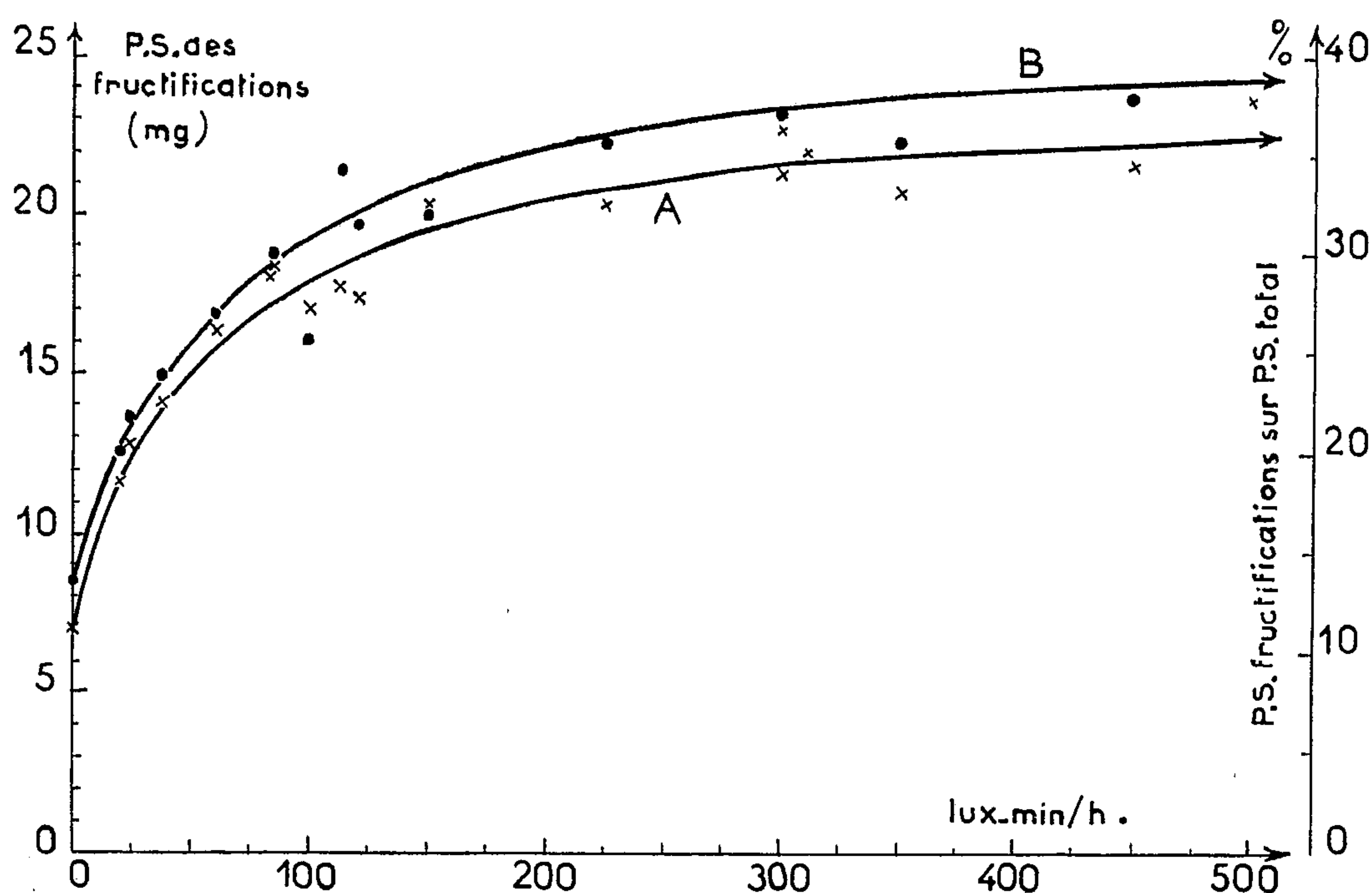


Fig. 1. — Croissance des conidiophores fertiles de *M. fructicola* (A) et rapport du poids des fructifications sur le poids des cultures (B), en fonction de la quantité d'énergie lumineuse fournie par heure.

Pour s'en assurer, les cultures ont été alors soumises à des photopériodes de 2, 5, 7, 10, 15, 17 et 30 mn par photocycle de 1 h. Des cultures maintenues en éclairement continu et à l'obscurité complète constituaient les témoins. Les conditions expérimentales antérieurement utilisées ([1]) ont été modifiées comme ci-après : gélose, 17 g/l; $t°$ 23 ± 1° C; tubes fluorescents TL 40 W « lumière du jour de luxe ». Pour réaliser les intensités de 2 à 250 lx, des écrans en tissu de coton blanc d'une même qualité étaient employés. A l'aide d'un luxmètre LAP à cellule compensée, les intensités lumineuses ont été mesurées avec une précision de ± 5 %.

Les résultats de ces expériences sont résumés dans le tableau et les courbes A et B de la figure 1.

Croissance moyenne de six cultures de M. fructicola *(âgées de 6 jours) et de leurs conidiophores fertiles en fonction de la quantité d'énergie lumineuse fournie sous différentes conditions. Le rapport du poids des conidiophores fertiles sur le poids total des cultures est aussi indiqué.*

Intensité lumineuse (lx).	Temps d'éclairement (mn/h).	Énergie lumineuse (lx-mn/h).	P. S. des fructifications (mg).	P. S. total (mg).	P. S. des fructifications sur P.S. total (%).
0..........	0	0	7,0	52	13,4
2..........	10	20	11,6	57,8	20,1
	30	60	16,3	60,3	27
	60	120	17,3	54,9	31,5
5..........	5	25	12,8	58,7	21,8
	17	85	18,4	60,8	30,0
	30	150	20,4	63,3	32,2
	60	300	21,25	57,25	37,1
7,5........	5	37,5	14,1	59	23,9
	15	112,5	17,7	51,6	34,3
	30	225	20,3	56,7	35,8
	60	450	21,6	57,7	37,9
50..........	2	100	17	65,9	25,8
	7	350	20,7	58,1	35,6
	15	750	22,7	56,5	40,3
	60	3 000	23,1	58,9	39,2
250..........	5	1 250	22,6	61,5	36,7
	60	15 000	24,7	60,6	40,8

Ces données montrent qu'une énergie lumineuse correspondant à 20 lx-mn/h, fournie par une photopériode de 10 mn, détermine déjà une augmentation de la croissance pondérale des conidiophores fertiles de 65 % par rapport à la croissance des témoins obscurité. De plus, sous des éclairements de 2 à 250 lx, et dans les limites de 20 à 200 lx-mn/h, le poids sec des conidiophores fertiles croît rapidement avec l'énergie lumineuse et peut dépasser de plus de 200 % celui des conidiophores des témoins obscurité (courbe A). Dans les mêmes limites, une quantité donnée d'énergie lumineuse, fournie sous n'importe quelle combinaison photopériode-intensité permet la formation d'un poids de conidiophores pratiquement identique. Ainsi, lorsque chez les témoins obscurité le poids moyen des conidiophores par culture est de 7 mg, celui des cultures soumises à 20-25 lx-mn/h atteint 11,5-13 mg (exemple : 2 lx-10 mn; 5 lx-5 mn); les cultures soumises à 100-120 lx-mn/h produisent de 17 à 18 mg de conidiophores (exemple : 2 lx en éclairement continu; 7,5 lx-15 mn; 50 lx-2 mn), etc.

La comparaison des courbes A et B et les données du tableau montrent également que le rapport poids de conidiophores fertiles/poids des cultures augmente avec la quantité d'énergie lumineuse fournie et évolue de la même façon que le poids des conidiophores fertiles; le poids total des cultures restent pratiquement inchangé.

L'ensemble de ces faits nous autorise à conclure que :

1° l'augmentation du poids des conidiophores fertiles aux dépens des matériaux des hyphes mycéliennes, établie antérieurement sous une intensité lumineuse et un photocycle donnés [1], se retrouve également sous d'autres conditions;

2° la croissance des fructifications de *M. fructicola* est sensiblement augmentée par de très faibles quantités d'énergie lumineuse, de l'ordre de 20 lx-mn/h;

3° pour des intensités lumineuses comprises entre 2 et 250 lx et sous diverses photopériodes (photocycles de 1 h) et éclairement continu, le poids sec des conidiophores fertiles est fonction de l'énergie lumineuse reçue par les cultures, entre 20 et 200 lx-mn/h. Sous l'action d'énergies supérieures, le poids sec des conidiophores reste sensiblement le même.

(1) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1059.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur les constituants lipidiques de quelques espèces de* « Lithospermum» (*Borraginées*). Note de M. **Antoine Sosa**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons isolé de *L. officinale* et de *L. purpureo-cæruleum* d'une vingtaine de constituants lipidiques : hydro-carbures, pigments, trois stérols F 117°, 144 et 139° ($C_{20}H_{34}O$), un alcool aliphatique, des acides saturés normaux ou ramifiés $C_nH_{2n}O_2$ $n = 14$, 16, 18, 20, 24 et 26), des acides insaturés ($C_{16}H_{28}O_2$ et $C_{18}H_{30}O_2$), des hydroxyacides ($C_{20}H_{34}O_3$, $C_{24}H_{48}O_3$ et $C_{25}H_{48}O_3$) et un acide particulier à *L. purpureo-cæruleum* ($C_{31}H_{52}O_4$).

Dans un travail précédent [1] nous avons décrit l'isolement de plusieurs substances séparées de *Lithospermum purpureo-cæruleum* parmi lesquelles deux cérides, un stérol, un polyterpénoïde, etc., sur lesquelles nous ne reviendrons pas. Aujourd'hui nous examinons d'une façon systématique les lipides de deux espèces de Lithospermum : *L. officinale* L. (semences et parties souterraines) et *L. purpureo-cæruleum* (parties souterraines) [2].

Nous partons de l'extrait éthéré provenant de l'extrait alcoolique de la plante. Les lipides éthérosolubles sont saponifiés par la potasse alcoolique N puis on procède à la classique séparation en insaponifiable et acides gras totaux. Voici le protocole schématisé.

Insaponifiable. — Sans fractionnement préalable avec le réactif T de Girard

comme nous avions fait prédédemment ([1]), l'insaponifiable dissous est directement chromatographié sur alumine.

Acides gras. — Ils sont transformés en esters méthyliques par chauffage à reflux avec CH_3OH contenant 3 % de SO_4H_2. Les esters sont fractionnés soit par chromatographie sur Al_2O_3 (cas des racines des deux lithospermes) soit par distillation sous vide (semences de *L. officinale*). Chaque fraction est purifiée (cristallisation ou distillation) puis saponifiée : l'acide correspondant est finalement soumis à des cristallisations répétées ou à des distillations fractionnées.

L. Officinale (semences). — Les semences récoltées en octobre 1956 contiennent 7,3 % d'eau. L'extrait éthéré (huile) représente 15 % du poids de la graine. L'huile renferme 1,24 % d'insaponifiable et 93,4 % d'acides gras.

L'*insaponifiable* (400 mg) est dissous dans C_6H_6 et chromatographié; on obtient : 52 mg d'*hydrocarbures* liquides, 41 mg d'un *alcool alphatique* F 73°(I) (acétate F 56°), 213 mg de *stérols* (II), (III), (IV) et 7 mg d'un *pigment orangé* (V) ([3]).

La fraction stérolique est rechromatographiée et chaque nouvelle fraction est éprouvée à l'aide du réactif de Liebermann-Burchard (40 fractions). Les *stérols* venant des fractions 20-23 sont identiques (C % 80,92; H % 11,14) : mêmes acétates. La purification des fractions 16-19, 24-34 et 35-37 conduisent respectivement aux stérols suivants dont les points de fusion sont (II) 144° (10 mg); (III) 139°(80 mg) et (IV) 117° (3 mg).

Le *stérol* (III), le plus abondant, est lévogyre $[\alpha]_D^{20}$ — 33,4°, $CHCl_3$) et d'après l'analyse élémentaire il paraît répondre à la formule $C_{20}H_{34}O$ (calculé %, C 82,69; H 11,80; trouvé %, C 82,54; H 11,94). (Il donne un dérivé acétylé, F 132-133). Malgré sa ressemblance avec le β-sitostérol $C_{29}H_{50}O$ notamment dans le point de fusion et $[\alpha]_D$, il en diffère par sa plus faible teneur en C et H et par le point de fusion de son acétate (133° au lieu de 122°). Des différences existent dans les courbes d'absorption infrarouges des dérivés acétylés correspondants : une bande unique à 2 269 cm^{-1} pour le sitostérol et deux bandes (2 400 et 2 274 cm^{-1}) dans le stérol (III); une bande moyenne à 1 434 cm^{-1} pour (III) remplacée par un léger épaulement chez sitostérol et finalement une bande à 926 cm^{-1} chez (III) n'existant pas dans le sitostérol.

Acides (liquides et solides). — A. *Saturés* $C_nH_{2n}O_2$: $C_{16}H_{32}O_2$, F 62° (VI) : *n-hexadécanoïque* (*acide palmitique*). Analyses : calculé %, C 74,94; H 12,58; P. M. 256,4; trouvé %, C 75,60; H 12,42; P. M. 252 ([4]) : (VIII) $C_{18}H_{36}O_2$, F 68° : *n-octadécanoïque* (*acide stéarique*) : calculé %, C 75,99; H 12,76; trouvé %, C 76,49; H 12,67.

B. *Insaturés* $C_nH_{2n-4}O_2$: (VIII) $C_{16}H_{28}O_2$, F 24,4°, $n_D^{21,6}$ 1,4783 : *Hexadécadiénoïque* : calculé %, C 76,14; H 11,18; P. M. 252,4; trouvé %, C 75,67; H 10,81; P. M. 276 ([4]).

C. *Insaturés* $C_nH_{2n-6}O_2$: (IX) $C_{18}H_{30}O_2$: *Octadécatriénoïque* (isomère de

l'acide linolénique) : F 17-18°, d_4^{20} 0,9219, $n_D^{21,6}$ 1,4749; calculé %, C 77,65; H 10,86; P. M. 278,4; trouvé %, C 77,27; H 10,84; P. M. 272 [4]. Hexabromure : F_{corr} 184° (t. cap.), 188° (bloc); Br % (calculé, 63,6; trouvé, 62,7).

D. *Hydroxyacides :* (X) $C_{25}H_{48}O_3$, F 56-56°,5 : *Hydroxypentaeicosénoïque :* calculé %, C 75,70; H 12,20; P. M. 396,6; trouvé %, C 75,92; H 12,08; P. M. 332 [5]. Acétate, F 61° : (XI) $C_{20}H_{34}O_3$, F 20°,6, $n_D^{21,6}$ 1,4837 : *Hydroxy-eicosatriénoïque :* calculé %, C 74,49; H 10,63; P. M. 322,4; trouvé %, C 74,85; H 10,53; P. M. 297.

L. OFFICINALE (RACINES). — L'extrait éthéré est de 0,55 %. 1,1 g d'insaponifiable soumis au fractionnement de Girard donne 0,85 g de fraction non cétonique et 0,11 g de fraction cétonique.

ACIDES GRAS (ÉTHÉROSOLUBLES). — La chromatographie des esters méthyliques a donné environ 5 % d'un *pigment* semi-liquide (XII). Les acides solides obtenus sont les suivants : Un acide fondant à 48-49° (XIII) peu étudié.

A. *Saturés* $C_nH_{2n}O_2$: (XIV) $C_{14}H_{28}O_2$, F 53° : *n-tétradécanoïque (acide myristique)* : calculé %, C 73,63; H 12,36; trouvé %, C 74,07; H 12,30. (XV) $C_{16}H_{32}O_2$, F 54-55° : *Hexadécanoïque* (probablement ramifié) : calculé %, C 74,94; H 12,98; P. M. 256,4; trouvé %, C 75,68; H 12,27; P. M. 280 (4).

B. *Hydroxyacides* : (XVI) $C_{24}H_{48}O_3$, F 72° : *Hydroxytétradécanoïque* : calculé %, C 74,94; H 12,58; P. M. 384,6; trouvé %, C 75,24; H 12,39; P. M. 370 [5].

L. PURPUREO-CÆRULEUM (RACINES). — De *l'insaponifiable* nous avions déjà obtenu [1] une substance *polyterpénoïdique* (F 312°) et un *stérol* (F 138°) qui n'est pas identique au stérol (III) des semences de *L. officinale*. Des *acides gras totaux* (environ 0,45 % de la racine) on a séparé les suivants (solides) : quatre acides peu étudiés fondant à 46° (XVII), 52° (XVIII), 55° (XIX) et 89° (XX).

A. *Acides saturés* $C_nH_{2n}O_2$: (XXI) $C_{20}H_{40}O_2$, F 76-77° : *Acide n-eicosanique* (acide arachidique) : calculé %, C 76,86; H 12,90; trouvé %, C 77,27; H 12,51. $C_{24}H_{48}O_2$: *deux acides tétracosaniques* isomères (ramifiés) : F 72° (XXII) et F 77° (XXIII) : calculé %, C 78,19, H 13,13; P. M. 368,6; trouvé %, C 78,59-78,64; H 12,85-12,65; P. M. 385 [4], [5]. (XXIV) $C_{26}H_{52}O_2$: *Acide hexacosanique* (ramifié), F 77° : calculé %, C 78,72; H 13,21; P. M. 396,6; trouvé %, C 78,89; H 12,90; P. M. 386 [4].

B. *Hydroxyacide* : Cet acide particulier (dont l'ester méthylique est fortement retenu par l'alumine), est purifié dans l'acétone hydratée : il fond vers 225° : (XXV) $C_{31}H_{52}O_4$: calculé %, C 76,18; H 10,72; P. M. 488,7; trouvé %, C 76,27; H 10,63; P. M. 440 [5]; I.I. 59. Dérivé acétylé F 260°.

Le rendement en acides purs obtenus est plus faible pour les racines [de 0,05 (XIV) à 1,5 % (XXIV) des acides gras totaux] que pour les semences [de 0,1 (VII) à 11,6 % (IX)].

On remarque que les acides de racines ont un caractère plus saturé que celui des graines.

SPECTRES D'ABSORPTION INFRAROUGE. — Ils ont été déterminés pour la presque totalité des substances ici décrites. Ils ont été mis à contribution pour la recherche des composés acétyléniques éventuellement présents dans l'insaponifiable et les acides gras : le résultat a été négatif dans tous les deux cas.

(1) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1570.
(2) Avec l'aide matérielle de Mme Jeanne Périchon, du C. N. R. S.
(3) Les points de fusion ont été déterminés au bloc de Maquenne.
(4) Microacidimétrie.
(5) Microméthode de Rast.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la recherche et l'évaluation de l'anéthole cis dans des huiles essentielles et dans des préparations d'anéthole.* Note (*) de M. **YVES-RENÉ NAVES**, présentée par M. René Fabre.

La toxicité de l'anéthole cis étant notablement plus forte que celle de l'anéthole trans, il convient de rechercher et d'évaluer le premier de ces isomères dans les huiles essentielles utilisées pour leur contenu en anéthole. L'analyse peut être effectuée par spectrographie infrarouge et par chromatographie de vapeurs.

L'isomérisation de l'estragole, au moyen de l'éthylate de sodium par exemple, livre, à côté de l'anéthole trans, depuis longtemps connu et caractérisé notamment par son point de congélation $+ 21^\circ,35$, en proportion mineure, l'anéthole cis, jusqu'à présent inédit, dont le point de congélation est $- 22^\circ,5$.

Les mélanges des deux stéréoisomères sont aisément résolus par la chromatographie des vapeurs. En utilisant la charge de colonne référencée C de la « Perkin-Elmer Corporation », à 180°, dans un courant d'hydrogène effluant à la pression atmosphérique, on met en évidence l'anéthole cis après l'estragole et avant l'anéthole trans. Dans des conditions expérimentales appropriées, les pics des trois substances sont suffisamment distincts pour permettre l'analyse quantitative des mélanges.

Nous avons utilisé le chromatographe type 26.201 de la « Consolidated Electrodynamics Corporation », que nous avons muni d'un tube d'absorbant de 180 cm de longueur et de 0,45 cm de diamètre. Le débit d'hydrogène, mesuré à la sortie, a été réglé à 30 ml/mn. Le catharomètre a été alimenté à 9 V et se trouvait relié à un enregistreur donnant un parcours d'échelle, pour 3 mV, en une demie seconde. L'injection a porté sur 2 à 3 μl de substance. Les temps de rétention apparents ont été de l'ordre de 370 s (estragole), 480 s (anéthole cis), 550 s (anéthole trans) et nous avons vérifié que les aires sous pics sont entre elles comme les concentrations des isomères.

L'anéthole cis est distingué spectrographiquement de l'anéthole trans

et de l'estragole, entre 2,5 et 15 μ, par ses bandes d'absorption de 731 et de 691 cm^{-1} qui permettent sa recherche et son évaluation. En l'absence d'estragole, on peut aussi tirer parti, pour déceler l'anéthole cis, des bandes de 817 et de 930 cm^{-1}, mais seulement lorsque la dispersion du spectrographe est suffisante pour les isoler, la première de celle, intense, de 840 cm^{-1}, qui appartient aux deux anétholes, la seconde de celle de 944 cm^{-1} du trans-anéthole.

F. Caujolle et D. Meynier, dans une Note qui vient d'être présentée à l'Académie, ont rendu compte de mesures de toxicités qu'ils ont effectuées à partir des échantillons d'anéthole cis et d'anéthole trans que nous leur avons remis. Ils ont constaté que pour le Rat et pour la Souris, l'anéthole cis est fortement plus toxique que l'anéthole trans. Si, ainsi qu'on peut le présumer, les toxicités sont pour l'Homme dans un rapport analogue, il convient de savoir reconnaître la présence de l'anéthole cis et de pouvoir évaluer sa teneur dans les huiles essentielles ainsi que dans les préparations d'anéthole. Les distinctions que nous venons de mentionner autorisent l'un comme l'autre.

Nous avons constaté que des essences de badiane (*Illicium verum* Hook f.) du Viet-Nam du Nord ou de Chine, des campagnes de 1954 à 1957, examinées dans les conditions chromatographiques précitées, ne montrent aucun pic entre ceux de l'estragole et de l'anéthole trans, ce dernier étant développé (grâce au désamplificateur) à 200-250 % de l'échelle de l'enregistreur, alors que, dans ces conditions, l'incorporation de 0,5 % d'anéthole cis à l'huile essentielle modifie sensiblement cette apparence. De même, le spectre infrarouge étant enregistré à l'aide du spectrographe « Infracord de la Perkin-Elmer Corporation », appareil que nous avons utilisé comme représentatif de l'instrumentation la plus répandue dans les laboratoires analytiques, nous n'avons constaté aucune absorption caractéristique vers 13,7 et vers 14,1 μ, alors qu'ici aussi l'addition de 0,5 % d'anéthole cis est reconnaissable par l'apparition des bandes de 731 et de 691 cm^{-1}.

Par contre, deux essences de badiane prélevées chez des intermédiaires renfermaient, l'une 2,4 % et l'autre 3,8 % d'anéthole cis (valeurs déduites des chromatogrammes).

L'examen de diverses essences d'anis (*Pimpinella anisum* L.) de Russie, de Bulgarie, de Hongrie, du Maroc, selon les mêmes méthodes, n'a pas révélé la présence du cis-anéthole. Nous en avons trouvé, par contre, 4,2 et 3,4 % respectivement dans deux essences d'anis dites « américaines » présentes sur le marché européen.

Étant donné que l'authenticité des huiles essentielles dans lesquelles nous avons trouvé l'anéthole cis ne pouvait être garantie, nous pouvons redouter qu'elles soient des mélanges à base d'anéthole issu de l'isoméri-

sation d'estragole, celui-ci étant communément tiré de la « pine oil » américaine.

Nous n'avons recueilli sur les essences de fenouil (*Fœniculum vulgare* Miller) doux ou amer, ce dernier provenant de cultures de France, de Macédoine ou de la République Argentine, autres sources d'anétholes, que des observations jusqu'à présent trop sommaires pour qu'il en soit fait état ici, sauf à dire que dans le cas de ces essences aussi, les techniques analytiques exposées ci-dessus nous semblent pouvoir être utilisées.

Nous avons recherché le cis-anéthole dans dix lots marchands d'anéthole de qualités courantes (les points de congélation étant compris entre 19 et 20°,3). Nous ne l'avons pas décelé dans deux lots produits à partir d'essences de badiane, nous l'avons, par contre, rencontré dans quatre des autres lots, élaborés à partir de la « pine oil » américaine, qui en renfermaient de 0,8 à 3,2 %, dans deux d'entre eux à côté d'estragole (0,3 et 1 %). Il n'apparaît pas de relation entre le point de congélation des lots d'anéthole et la teneur en cis-anéthole, en raison de la présence, dans certains lots, d'estragole ou d'autres impuretés.

Une description détaillée de l'isolement et de certains des caractères physiques ou chimiques de l'anéthole cis comparés à ceux de l'anéthole trans, que j'ai établie avec l'assistance de MM. Pierre Ardizio et Claude Favre, est en cours d'impression pour un autre recueil.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(Laboratoires de Recherches à Vernier-Genève, Suisse).

PHYSIOLOGIE. — *Sur le rôle des γ-globulines dans la production des anomalies sanguines des syndromes dits d'adaptation.* Note de M. **Alexandre Aschkenasy** (1), présentée par M. Robert Courrier.

L'injection de γ-globuline détermine chez le Rat intact et à un moindre degré chez le Rat surrénalectomisé une polynucléose neutrophile et une lympho- et éosinopénie. Les anomalies sanguines qui caractérisent les syndromes dits d'adaptation pourraient donc être dues à l'hyperglobulinémie de ces syndromes qui agirait aussi bien par l'intermédiaire d'une décharge d'hormone corticotrope que par un mécanisme extra-surrénalien.

On connaît depuis fort longtemps l'existence d'une polynucléose neutrophile et d'une lympho- et éosinopénie dans de nombreuses maladies aiguës et chroniques, mais ce n'est que depuis Selye (2) que ces anomalies sanguines sont couramment attribuées à une hyperactivité des corticosurrénales. Ceci s'applique d'ailleurs à tous les syndromes dits d'adaptation dans lesquels cet auteur fait entrer des états pathologiques les plus variés : infections, intoxications, lésions par agents physiques et mécaniques, etc.

Or, presque tous ces états s'accompagnent d'une diminution de la sérumalbumine et d'une augmentation des α- et surtout des γ-globulines. Ceci ne cadre guère avec ce qu'on sait des effets des glucocorticoïdes dont les taux sanguins seraient augmentés dans ces états.

En effet, à l'opposé de la surrénalectomie qui est suivie d'une diminution de la sérumalbumine et d'une augmentation des γ-globulines ([3]), les glucocorticoïdes tendent à augmenter les taux de l'albumine et surtout à abaisser ceux des γ-globulines sériques ([3]).

C'est pourquoi nous nous sommes demandé si l'augmentation des γ-globulines dans les affections considérées comme des syndromes d'adaptation, n'était pas, en réalité, indépendante des surrénales et si ce n'étaient pas précisément ces globulines qui seraient elles-mêmes plus ou moins responsables des anomalies sanguines observées dans ces états.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons étudié les effets d'une injection intrapéritonéale de γ-globuline (de l'Homme) sur les cellules sanguines chez des rats (femelles de 150 g) intacts ou surrénalectomisés.

Technique. — On injecte, soit 25, soit 50 mg de γ-globuline (dans 0,5 et 1 ml de sérum physiologique) et l'on prélève le sang caudal du Rat sous une légère anesthésie à l'éther, immédiatement avant et 4 h après l'injection.

Les neutrophiles et les lymphocytes sont comptés en combinant les numérations globales des leucocytes et les formules leucocytaires; les éosinophiles, par le procédé de Randolph.

Les rats sont examinés une première fois avant la surrénalectomie et une deuxième fois, 5 jours après l'opération.

Les rats opérés sont maintenus en vie, grâce à une boisson salée (ClNa à 1 %). Le régime est fait de biscuits commerciaux. L'absence de surrénales accessoires est confirmée par le décès de ces rats après quelques jours de régime sans sel.

Effets d'une injection de γ-globuline (25 *ou* 50 mg) *sur les leucocytes chez des rats intacts et surrénalectomisés. Variations en pourcentages* $\pm E_s$, *calculées d'après les nombres absolus des cellules par millimètre cube, trouvés avant et* 4 h *après l'injection. Nombre de rats entre parenthèses.*

Variété des leucocytes.	25 mg de γ-globuline. — Rats		50 mg de γ-globuline. — Rats	
	intacts.	surrénalectomisés.	intacts.	surrénalectomisés.
Neutrophiles	+203 ± 34 (9)	+40 ± 19 (8)	+138 ± 30 (5)	+44 ± 17 (5)
Lymphocytes	− 26 ± 17 (9)	−39 ± 6 (8)	− 25 ± 19 (5)	−29 ± 9 (5)
Éosinophiles	− 56 ± 9 (9)	−41 ± 11 (8)	− 59 ± 8 (6)	−41 ± 7 (6)

Résultats (tableau). — La γ-globuline détermine une augmentation massive du nombre des *neutrophiles* (de 100 à 200 %) chez les rats intacts. Après la surrénalectomie on retrouve encore une certaine augmentation qui est cependant beaucoup plus faible (40 %).

Les *lymphocytes* accusent une réduction quantitative modérée qui n'est nullement affaiblie par la surrénalectomie.

Enfin la chute du nombre des éosinophiles est presque aussi importante après l'opération (quelques 40 %) qu'avant cette dernière (50 à 60 %).

Discussion et conclusions. — Nous avons déjà montré antérieurement (4) que la sérumalbumine est, elle aussi, éosinopéniante, tant chez les rats surrénalectomisés que chez les rats intacts. Par conséquent, les résultats obtenus avec la γ-globuline n'ont rien de surprenant.

Il n'en reste pas moins qu'ils conduisent à des considérations générales quant à la responsabilité des surrénales dans les anomalies sanguines des syndromes d'adaptation, responsabilité qui semble avoir été exagérée.

En effet, on constate que, même en l'absence des surrénales la γ-globuline est en mesure de déclencher une polynucléose neutrophile modérée et surtout une lympho- et une éosinopénie caractéristiques des syndromes dits d'adaptation.

Néanmoins, l'éosinopénie et surtout l'hyperneutrophilie sont plus importantes chez les rats intacts que chez les rats opérés; on doit donc admettre que l'action des γ-globulines sur les cellules sanguines emprunte quand même en partie le relais surrénalien, ceci apparemment par l'intermédiaire d'une décharge d'hormone corticotrope.

De toute façon, on peut supposer que la polynucléose neutrophile ainsi que la lympho- et l'éosinopénie des syndromes dits d'adaptation sont dues au moins pour une bonne part à l'hyperglobulinémie qui accompagne ces états et qui intervient à la fois d'une façon directe et par l'intermédiaire d'une stimulation corticosurrénalienne.

(1) Avec la collaboration technique de Mme Ginette Bouard.

(2) H. Selye, *Ann. d'Endocrinol.*, 7, 1946, p. 289.

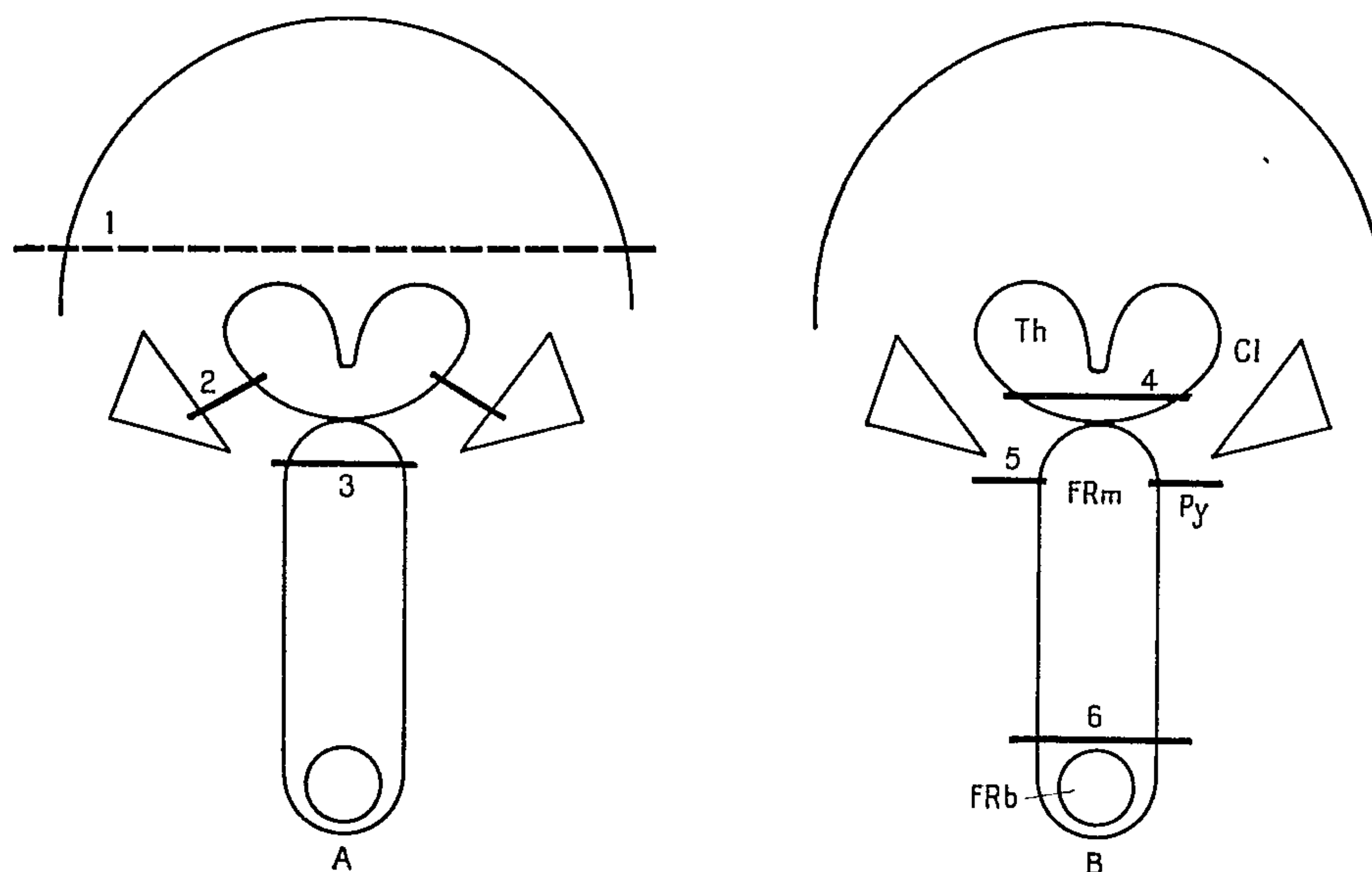
(3) A. Aschkenasy, *J. Physiol.*, 49, 1957, p. 16.

(4) A. Aschkenasy, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1440.

PHYSIOLOGIE. — *Mise en évidence d'un contrôle cortical de l'état d'excitation réticulaire.* Note (*) de M. **André Hugelin** et Mme **Marthe Bonvallet**, présentée par M. Léon Binet.

La décharge motrice est déclenchée par l'excitation de nerfs sensitifs ou du cortex moteur; son intensité est conditionnée par les décharges asynchrones d'interneurones soumis à l'influence facilitatrice de la substance réticulaire du tronc cérébral. On montre dans ce travail que, à un troisième stade, l'état d'excitation réticulaire est lui-même contrôlé par un système diffus cortical inhibiteur descendant.

Les recherches rapportées ont été consacrées à l'étude de l'influence du cortex cérébral sur les effets moteurs et corticaux de l'excitation réticulaire. La décharge des motoneurones du masséter, utilisée comme test moteur, a été provoquée par excitation monosynaptique au moyen de la stimulation des fibres afférentes du réflexe myotatique masticateur [1], [2]. L'excitation réticulaire a été engendrée, soit par stimulation électrique directe, soit par mise en jeu du système sensitif extra-lemniscal [3] lors de la stimulation de nerfs sensitifs du membre supérieur. L'ensemble du travail a porté sur 115 chats.



Topographie des voies descendantes corticales contrôlant l'activité réticulaire.

A. Lésions bilatérales entraînant la suppression du contrôle de la facilitation motrice provoquée par une stimulation électrique réticulaire supra-bulbaire. 1, décortication; 2, décapsulation bilatérale; 3, section mésencéphalique haute.

B. Lésions laissant persister le contrôle de la facilitation motrice provoquée par une stimulation électrique réticulaire. 4, section thalamique; 5, interruption bilatérale du pied du pédoncule; 6, section supra-bulbaire du tronc cérébral.

CI, capsule interne; FRb, formation réticulaire bulbaire inhibitrice;
FRm, formation réticulaire mésencéphalique facilitatrice; Py, faisceau pyramidal; Th, thalamus.

Chez l'animal anesthésié au chloralose [4], chez des préparations diencéphaliques, et chez des préparations chroniques décortiquées, la stimulation électrique itérative à voltage constant de la formation réticulaire est à l'origine d'une facilitation motrice s'installant en 100 ms et se maintenant en plateau pendant toute la durée de la stimulation. Les effets sont identiques tant dans leur allure générale qu'en latence et qu'en intensité lors de stimulations fortes d'un nerf sensitif périphérique.

Chez l'animal non anesthésié, à cortex fonctionnel, les mêmes manœuvres

provoquent un phénomène de facilitation dont le mode d'installation est semblable; toutefois celui-ci est interrompu par une inhibition qui ramène l'excitabilité du motoneurone à son niveau de départ dans un délai compris entre 350 ms et 5 s. Cette inhibition secondaire est supprimée de façon réversible lors d'un bloc cortical par réfrigération, et de façon définitive par administration de chloralose ou application locale de nembutal sur le cortex.

L'origine corticale de cette inhibition est bilatérale et diffuse ainsi que l'indique l'absence d'effet de réfrigération localisée à l'hémi-cortex ipsi- ou contralatéral, ou à la moitié, soit antérieure, soit postérieure des deux hémisphères.

Les voies descendantes inhibitrices empruntent la capsule interne, abandonnant la voie pyramidale au niveau de la partie postérieure du diencéphale et abordent le tegmentum par sa face dorsale. Une telle voie inhibitrice extra-pyramidale d'origine corticale, avait été mise en évidence préalablement par Tower ([5]).

La mise en jeu du système inhibiteur corticifuge est liée à l'excitation généralisée du cortex : lors d'une excitation réticulaire la décharge du système réticulaire ascendant ([6]) est à l'origine d'une activation corticale qui met en jeu, secondairement, le système inhibiteur descendant. L'inertie du circuit neuronique régulateur, explique le bref déséquilibre engendré. En pratiquant des stimulations itératives à voltage lentement progressif, pour lesquelles on n'a pas à tenir compte du facteur inertie, on observe une activation corticale progressive tandis que l'excitabilité motrice est maintenue à un niveau stable.

L'analyse des fréquences corticographiques révèle que l'action inhibitrice du cortex ne s'exerce pas uniquement sur la décharge réticulaire facilitatrice descendante, mais également sur la décharge activatrice ascendante. Ce fait indique que le processus inhibiteur a lieu au niveau réticulaire ce qui suggère qu'on est en présence d'un système opérationnel réticulo-cortico-réticulaire dont le mécanisme présente des analogies avec le principe des systèmes physiques de contre-réaction.

L'étude comparée de l'action de variations du milieu intérieur (hypocapnie, anoxie, adrénalinémie) ou de divers types d'excitation réticulaire, sur l'excitabilité motrice et sur le corticogramme, montre que l'équilibre réalisé entre le système réticulaire activateur et le système cortical inhibiteur dépend essentiellement du tonus cortical et que le niveau de celui-ci est conditionné à la fois par des facteurs réticulaires et par des facteurs extra-réticulaires.

Enfin, l'étude des effets moteurs ou corticaux de stimulations périphériques éveillantes de types variés indique que les interrelations réticulo-cortico-réticulaires, précédemment mises en évidence, constituent un

mécanisme de base de la différenciation du comportement suivant le niveau de vigilance corticale préexistant et les caractères temporels de la stimulation conditionnante.

(*) Séance du 17 février 1958.

(1) J. SZENTAGOTHAL, *J. Neurophysiol.*, 11, 1948, p. 445.

(2) A. HUGELIN et M. BONVALLET, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 2067.

(3) T. E. STARZL, C. W. TAYLOR et H. W. MAGOUN, *J. Neurophysiol.*, 14, 1951, p. 479.

(4) R. RHINES et H. W. MAGOUN, *J. Neurophysiol.*, 9, 1946, p. 219.

(5) S. TOWER, *Brain.*, 59, 1936, p. 408.

(6) G. MORUZZI et H. W. MAGOUN, *E. E.G. clin. Neurophysiol.*, 1, 1949, p. 455.

ENDOCRINOLOGIE. — *La pseudogestation expérimentale chez la Ratte. Nouveaux résultats.* Note de M. **ALEXANDRE PSYCHOYOS**, présentée par M. Robert Courrier.

Chez la Ratte en activité cyclique normale, le corps jaune a une durée très brève. Cette durée est prolongée en cas de pseudogestation grâce à la prolactine lutéotrophique hypophysaire, et l'on peut obtenir alors un déciduome traumatique (1).

Dans les conditions normales, la libération de prolactine s'effectue dans deux cas : après l'accouplement et pendant la lactation. Un réflexe neuro-hormonal, activant l'hypophyse par relais hypothalamique, semble bien être en cause. On admet aujourd'hui que l'hypothalamus retentit sur l'hypophyse par des médiateurs humoraux. Pour plusieurs auteurs, ces médiateurs ne sont autres que les hormones hypothalamo-post-hypophysaires connues : vasopressine et ocytocine. D'après Benson et Folley (2), Desclin (3), Stutinsky (4), l'ocytocine pourrait déclencher la libération de la prolactine hypophysaire.

Nous avons essayé de voir si, en excitant des centres hypothalamiques par l'injection de solutions hypertoniques, nous ne pourrions pas obtenir des corps jaunes pseudogestatifs. On sait depuis Verney (5) qu'une élévation de la pression osmotique du sang qui se rend au cerveau, augmente la libération de la vasopressine; la même constatation a été faite pour l'ocytocine (6).

Nous avons exposé, dans une Communication antérieure (7), notre méthode et les résultats obtenus chez des rattes recevant au moment de l'œstrus une seule injection de solution hypertonique de Cl Na par voie sous-cutanée. Sur 23 animaux, 14 nous ont donné une pseudogestation vérifiée par la méthode du déciduome traumatique. Nous avons appris récemment que Stutinsky avait obtenu, un peu avant nous, des résultats analogues qui vont être publiés (8).

Dans la même série d'expériences, nous avions injecté en même temps à des rattes la solution hypertonique de Cl Na et de l'eau distillée par voie intrapéritonéale. Avec ce double traitement, la pseudogestation n'apparaissait plus. La solution hypertonique de Cl Na semble donc bien agir par l'hypertonie sanguine.

Nous apportons ici des résultats nouveaux (tableau I).

TABLEAU I.

Nombre d'animaux.	Déciduomes.	Pourcentage de réponses positives.	Traitement pour 100 g de poids corporel.
10	7	70,0	1,5 ml de sol. de saccharose 70 % (*)
10	1	10,0	1,5 » » 10 % (*)
8	3	37,4	1,5 » » 70 % (*) + 7 ml eau distillée (**)
14	5	35,6	8 ml de sol. de saccharose 10 % (**)
8	1	12,5	1,5 ml urée 8 % (*)
10	0	0,0	1,5 » 12 % (*)
6	0	0,0	1,5 » 16 % (*)

(*) Injection sous-cutanée.
(**) Injection intrapéritonéale.

La solution hypertonique de saccharose a une action particulièrement nette sur le déclenchement de la pseudogestation chez la Ratte. Cependant, le fait que les animaux, recevant des solutions isotoniques de cette substance en larges quantités, présentent tout de même un pourcentage assez élevé de déciduomes, ne nous permet pas de croire que dans ce cas l'hypertonie seule est en cause. Il nous paraît intéressant de souligner que les solutions de saccharose sont plus actives que les solutions équivalentes de glucose sur l'apparition de la pseudogestation [7].

Dans les expériences de Verney, on trouve une différence analogue en ce qui concerne la sensibilité des osmorécepteurs. C'est ainsi que les solutions hypertoniques d'urée, même à de fortes concentrations, restent sans effet. D'après Verney, cette substance est sans action sur la libération de la vasopressine parce que les osmorécepteurs sont perméables à son égard. L'absence d'action de cette substance dans nos expériences semble renforcer notre hypothèse que l'influence des solutions hypertoniques, sur la libération de prolactine hypophysaire, passe par les osmorécepteurs hypothalamiques.

Une excitation de ces osmorécepteurs atteint-elle le lobe antérieur de l'hypophyse par l'intermédiaire des hormones post-hypophysaires ?

Dans une dernière série d'expériences (tableau II), nous avons traité nos animaux par une seule injection de 3 U. I. d'extrait de lobe postérieur (U. S. P.) par voie sous-cutanée au moment de l'œstrus; nous n'avons

observé aucune pseudogestation. Mais nous avons constaté une action très forte de la chlorpromazine, administrée à la dose de 2 mg pour 100 g de poids corporel, soit seule, soit un peu avant l'injection de l'extrait de lobe postérieur. Nous rappelons que la chlorpromazine, connue pour son action sédative sur l'hypothalamus à la dose de 1 mg pour 100 g, donna à Alloiteau ([9]) une diminution de plus de 50 % du nombre de pseudogestations après excitation mécanique du col utérin.

TABLEAU II.

Nombre d'animaux.	Déciduomes.	Pourcentage de réponses positives.	Traitement.
9	0	0,0	3 U. I. d'extrait de lobe postérieur U. S. P. (*)
10	10	100,0	Chlorpromazine (***) 2 mg/100 g (**) + extrait de lobe postérieur U. S. P. 3 U. I. (*)
8	8	100,0	Chlorpromazine 2 mg/100 g (**)

(*) Injection sous-cutanée.
(**) Injection intramusculaire.
(***) Largactil 4560 R. P.

Conclusions. — Diverses solutions hypertoniques ont été étudiées pour examiner leur pouvoir de provoquer la pseudogestation chez la Ratte. Une action sur les osmorécepteurs hypothalamiques semble être en cause. L'extrait de lobe postérieur est resté sans effet. La chlorpromazine, à la dose de 2 mg pour 100 g de poids corporel, injectée au moment de l'œstrus, déclenche la pseudogestation chez la totalité des animaux traités. Les résultats que nous apportons viennent encore augmenter la liste des facteurs capables de provoquer la libération de prolactine hypophysaire ([10]).

([1]) R. Courrier, *Endocrinologie de la gestation*, Masson, Paris, 1945.
([2]) G. K. Benson et S. J. Folley, *Nature*, 117, 1956, p. 700.
([3]) L. Desclin, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 1489.
([4]) F. Stutinsky, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1537.
([5]) E. B. Verney, *Proc. Roy. Soc.* B, 135, 1947, p. 25-106.
([6]) V. C. Abrahams et Mary Pickford, *J. Physiol.*, 122, 1953, p. 56 p. 56P.
([7]) A. Psychoyos, *Ciba Foundation Study Group on Implantation of Ova.* (*J. of Endocrinology*, 1957, (sous presse).
([8]) F. Stutinsky, *Congrès de Lund*, juillet 1957 (sous presse).
([9]) J.-J. Alloiteau, *C. R. Soc. Biol.*, 151, 1957, p. 207.
([10]) *Voir* pour la bibliographie : W. W. Swingle, P. Seay, J. Perlmutt, E. J. Collins, G. Barlow et E. J. Fedor, *Amer. J. Physiol.*, 167, 1951, p. 586-592.

(*Laboratoire de Morphologie expérimentale et Endocrinologie du Collège de France.*)

MORPHOGENÈSE. — *La région caudale d'une Planaire est-elle capable d'induire la régénération d'un pharynx?* Note de MM. **Étienne Wolff**, **Philippe Sengel** et M[lle] **Catherine Sengel**, présentée par M. Maurice Caullery.

De nouvelles expériences confirment que seule la région antérieure au pharynx des Planaires *Dugesia lugubris* et *Polycelis nigra* est capable d'induire la formation d'un pharynx. La région caudale est dénuée de ce pouvoir.

L'un de nous [1] a montré que la zone pharyngienne régénère spontanément un pharynx, si celui-ci vient à être extirpé chez la Planaire *Dugesia lugubris.* Mais la zone pharyngienne est elle-même induite, au cours de la régénération, par la région située en avant d'elle. Une zone pharyngienne supplémentaire peut être induite dans la région caudale par un greffon céphalique; elle conserve alors la propriété de régénérer spontanément un pharynx. Ces expériences faisaient suite à celles de F. V. Santos [2], Y. K. Okada et H. Sugino [3], qui mettaient en évidence l'influence inductrice de la région prépharyngienne sur la différenciation d'un pharynx.

La région antérieure d'une Planaire est-elle seule capable d'induire un pharynx ? La région caudale est-elle dénuée d'un tel pouvoir ? C'est afin de répondre à cette question que nous avons institué plusieurs séries expérimentales.

1. *Régénération normale.* — On découpe une Planaire en trois tronçons, suivant deux sections transversales dont l'une est antérieure, l'autre postérieure au pharynx (*fig.* 1). Nous avons suivi la régénération des deux tronçons antérieur (I) et postérieur (III) au pharynx.

La région I se complète par un bourgeon de régénération caudal, mais le pharynx se différencie toujours par morphallaxie dans les tissus anciens (*fig.* 2 *a*), la bouche étant située à la limite des deux territoires. On peut se demander, dans ces conditions, si le pharynx régénéré est induit par la tête ou par le bourgeon de queue.

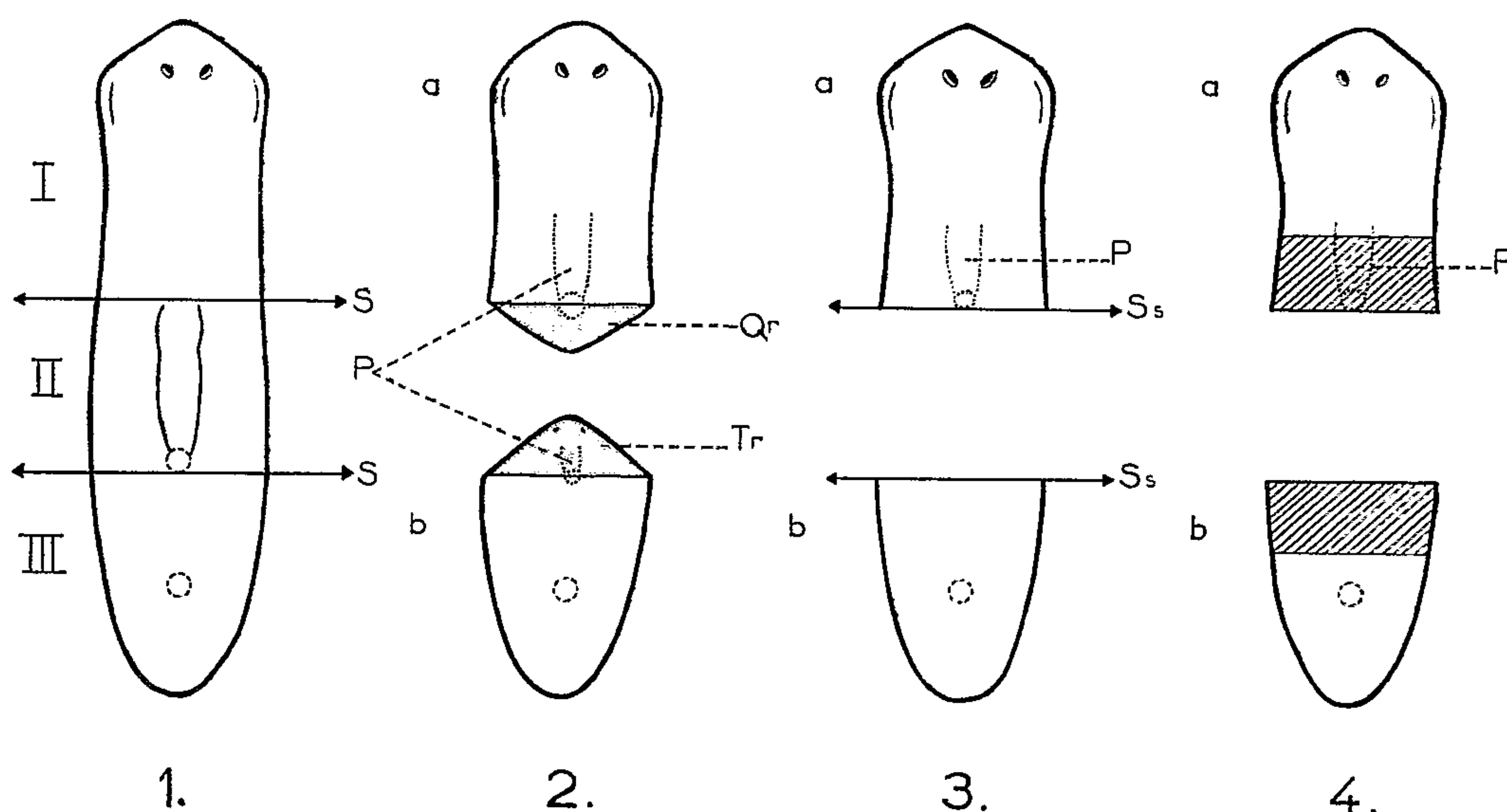
La région III édifie un blastème qui régénère, par épimorphose, une tête et un pharynx (*fig.* 2 *b*).

2. *Régénération du pharynx après sections répétées du blastème.* — Afin d'éliminer le rôle du bourgeon de régénération caudal ou céphalique dans les deux catégories d'expériences, nous avons supprimé, par des sections répétées, au ras des tissus anciens, l'ébauche du blastème de régénération au moment où il apparaît, c'est-à-dire en moyenne tous les deux jours.

Dans la région I, nous avons vu le pharynx se former par morphallaxie à l'intérieur des tissus anciens, en l'absence du bourgeon de régénération caudal (*fig.* 3 *a*) (30 cas sur 45; délai de régénération du pharynx : de 3

à 11 jours). Cette expérience démontre directement que le bourgeon de queue ne participe pas à l'induction du pharynx.

La région III ne régénère aucun pharynx tant qu'on pratique les sections (43 cas sur 43) (*fig.* 3 *b*). Celui-ci se reconstitue, sitôt qu'on permet au bourgeon de tête de se différencier.



1, division de la Planaire en trois tronçons I, II et III; 2, régénération normale de la région I(*a*) et de la région III(*b*); 3, sections répétées du blastème de régénération caudal (*a*) et céphalique (*b*); 4, irradiations locales aux rayons X de la région I(*a*) et de la région III(*b*).

P, pharynx régénéré; *Qr*, queue en voie de régénération; *S*, niveau des sections; *Ss*, niveau des sections successives; *Tr*, tête en voie de régénération; *en hachures*, zones irradiées.

3. *Irradiations locales de la région voisine de la section.* — Afin de parer à l'objection suivant laquelle un minuscule blastème en voie de formation pourrait induire un pharynx, nous avons irradié une zone voisine de la section. Ainsi on peut empêcher toute régénération, avant que les néoblastes aient eu le temps d'affluer vers la surface de section, comme l'a montré Fr. Dubois ([4]) dans notre laboratoire. En même temps, on permet aux néoblastes de reconstituer éventuellement un pharynx au cours de leur migration.

Dans la région I, on voit un pharynx se différencier dans les tissus anciens, bien avant qu'apparaisse la première indication d'un bourgeon de régénération caudal (*fig.* 4 *a*) (27 cas sur 45 survivants; délai de régénération du pharynx : 15 à 30 jours; différence entre les délais de régénération du pharynx et du blastème caudal : 1 à 5 jours).

Dans la région III, aucun pharynx ne se différencie avant qu'un bourgeon de tête oculé ne soit reconstitué (20 cas sur 20) (*fig.* 4 *b*).

On voit que, dans les séries expérimentales qui viennent d'être décrites, la queue ne s'avère jamais capable d'induire un pharynx.

4. *Régénération du pharynx chez* Polycelis nigra. — Afin d'éprouver si cette conclusion s'applique à la seule espèce *Dugesia lugubris*, ou si elle peut s'étendre à d'autres espèces, nous avons refait l'expérience 2 sur *Polycelis nigra*. Nous obtenons exactement les mêmes résultats : 1° régénération d'un pharynx par morphallaxie dans la région prépharyngienne, en l'absence de toute formation caudale; 2° pas de régénération de pharynx dans la région caudale avant la reconstitution d'une tête.

Ces résultats démontrent que le pharynx des Planaires *Dugesia lugubris* et *Polycelis nigra* ne peut être régénéré par la seule région caudale. Il ne peut se reconstituer qu'en présence de la région céphalique. Nous infirmons ainsi l'interprétation récente d'un auteur (5) qui, sur la foi d'expériences complexes et d'arguments indirects, pense que la région caudale, comme la région antérieure du corps, peut induire un pharynx chez la Planaire *Procerodes lobata*.

(1) P. Sengel, *Arch. Anat. micr. Morphol. exp.*, 42, 1953, p. 57-66.
(2) *Biol. Bull.*, 57, 1929, p. 188-197 et *Physiol. Zool.*, 4, 1931, p. 111-164.
(3) *Jap. J. Zool.*, 7, 1937, p. 373-439.
(4) *Bull. biol. Fr. Belg.*, 83, 1949, p. 213-283.
(5) R. Chandebois, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1177.

(*Laboratoire d'Embryologie expérimentale du Collège de France et du C. N. R. S.*)

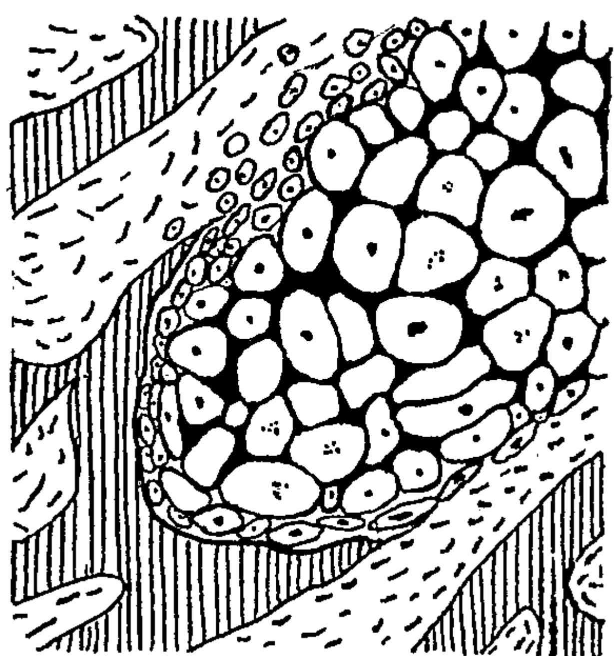
ANATOMIE COMPARÉE. — *Le Cartilage de Meckel. Un stade de son évolution chez l'Homme.* Note de Mlle **Madeleine Friant**, présentée par M. Émile Roubaud.

Le Cartilage de Meckel du fœtus humain subit, au cours de son développement, une *ossification enchondrale directe*, comme, en général, celui du fœtus des Mammifères évolués.

Le Cartilage de Meckel, très constant au niveau de la mâchoire inférieure des Mammifères et de l'Homme, au cours du développement, correspond à la région antérieure du premier arc viscéral des Poissons cartilagineux primitifs, où il persiste toute la vie. La présente Note se rapporte à ses transformations histologiques chez un fœtus humain du cinquième mois, mis à ma disposition par M. le Professeur Dechaume, au Laboratoire central de Stomatologie (Hôpital de la Pitié). Les coupes étudiées sont frontales et numérotées d'avant en arrière. Certaines intéressent le Cartilage de Meckel dans sa partie antérieure, ce sont les coupes 4, 5 et 7. Voici la description des sections cartilagineuses.

Coupe 7. — Les cellules sont en voie de division et la substance fondamentale, peu développée. A ce niveau, le Cartilage s'accroît comme la mâchoire inférieure tout entière.

Coupe 5. — Le Cartilage est presque normal. Il existe un périchondre net, des cellules qui ne se divisent plus et dont les capsules sont, par endroits, dilatées, une substance fondamentale abondante.



Fœtus humain du 5e mois. Coupe frontale 4, dans la région antérieure de la face, colorée à l'hémalun-safran-phloxine.

Partie inférieure du *Cartilage de Meckel* en voie de calcification : les capsules sont très dilatées, la substance fondamentale (en noir), réduite, légèrement ossifiée, le périchondre, peu développé mais net.

En dehors du Cartilage : travées conjontives et, en hachures, os conjonctif.

La partie supérieure est en haut, la partie externe, à droite.

Schéma grossi 200 fois environ.

Coupe 4. — Les cellules cartilagineuses sont détachées de leurs capsules, très dilatées, tandis que la substance fondamentale, réduite, est imprégnée d'osséine déjà légèrement calcifiée (*fig.* 1). L'os conjonctif, qui entoure le Cartilage de toutes parts, en demeure distinct.

Ces coupes mettent en évidence deux faits importants :

1° Le Cartilage de Meckel, au cours de la vie fœtale, commence à se calcifier, chez l'Homme, dans sa région antérieure, comme il est de règle.

2° Son ossification, qui a déjà débuté au cinquième mois, est enchondrale et directe, de même que chez le Hamster (*Mesocricetus auratus* Waterh.), parmi les Rongeurs [1], et, sans doute, la très grande majorité des Mammifères supérieurs. Par contre, le Cartilage de Meckel des formes archaïques : la Taupe (*Talpa europæa* L.), parmi les Insectivores, le Tarsier (*Tarsius spectrum* Geoffr.), parmi les Primates, devient progressivement « tissu conjonctif »; puis, l'ossification se produit à l'intérieur de ce « tissu conjonctif néoformé », dans le prolongement des travées osseuses constituées en dehors du Cartilage de Meckel, en sorte que le Cartilage subit une ossification conjonctive [2].

Le Cartilage de Meckel s'ossifie toujours au cours du développement; son ossification est le cas particulier d'un processus très général : l'ossification des centres cartilagineux du squelette de la tête ([3]). Or, chez les Mammifères primitifs, les cartilages du fœtus sont remplacés par de l'os conjonctif, alors que chez les Mammifères évolués et l'Homme, ils subissent une ossification enchondrale directe.

([1]) M. FRIANT, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1071; *Acta anatomica*, 32, 1958, p. 100.

([2]) M. FRIANT, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1836.

([3]) M. FRIANT, *Loc. cit.*, 1957 et 1958.

BIOLOGIE. — *Évolution des Hydres chimères obtenues après hétérogreffe entre* Hydra attenuata *et* Pelmatohydra oligactis. Note (*) de Mlle **XÉNIA KOLENKINE**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'évolution des Hydres chimères dépend de leur structure. Les individus qui possèdent un ectoderme hétérogène, *oligactis* et *attenuata*, et un endoderme *oligactis* se régularisent lentement grâce à l'élimination progressive de la région ectodermique *attenuata*. Par contre, les chimères dont l'ectoderme est uniquement *attenuata* et l'endoderme *oligactis* paraissent vouées à la régression.

Dans une Note antérieure, nous avons vu que les bourgeons chimères obtenus peuvent être répartis en deux types morphologiques. Ils évoluent chacun suivant une direction différente. Cette évolution présente un certain nombre de variations individuelles. Je ne décrirai ici, de façon schématique, que les caractéristiques les plus importantes présentées par la majorité des individus de chaque type élevés jusqu'à présent.

1. Les Hydres chimères dont le feuillet ectodermique est hétérogène comprenant une région à ectoderme *attenuata* et une région à ectoderme *oligactis* subissent une évolution relativement complexe qui s'étend sur deux à quatre mois. Le bourgeon chimère, après s'être détaché de l'Hydre souche, s'accroît tout d'abord de façon à atteindre à peu près la taille normale d'un individu adulte. Parvenu au terme de sa croissance, il différencie des bourgeons à son tour. Le plus souvent, deux types de bourgeons se forment aux dépens d'un même individu : les uns sont des bourgeons *oligactis* normaux, les autres sont des bourgeons chimères. Ces derniers se constituent, en général, au niveau de la ligne de contact des deux ectodermes qui prennent part, l'un et l'autre, à la formation du nouvel individu. Par conséquent, ces bourgeons possèdent à la fois des tentacules à nématocystes *attenuata* et des tentacules à nématocystes *oligactis*. Du fait de leur localisation particulière au niveau de la ligne de contact des deux ectodermes, leur développement est atypique et n'obéit pas aux lois habituelles du bourgeonnement. Entre autres particularités, ils peuvent se constituer

à n'importe quel niveau du corps de l'Hydre souche, alors que la blastogenèse normale est toujours strictement localisée à la base de la colonne gastrique. D'autre part, ils ne se détachent pas de la colonne dont ils sont issus : l'Hydre mère se transforme ainsi en une petite colonie d'Hydres chimères. Durant la croissance des différents individus de cette colonie, on observe la régression assez lente des tentacules de type *attenuata* qui se trouvent finalement remplacés par des tentacules uniquement *oligactis*. Cependant, la régression des tentacules *attenuata* ne traduit pas forcément la disparition complète des éléments ectodermiques de cette espèce en tous les points du corps de l'Hydre. En effet, à partir d'un individu ne possédant plus que des tentacules *oligactis* peut prendre naissance un bourgeon chimère porteur de nématocystes holotriches *attenuata* qui se régularise plus tard à son tour. Ainsi, le groupe d'individus issus de l'Hydre chimère forme finalement une colonie d'Hydres uniquement *oligactis* qui se séparent ultérieurement.

En résumé, on assiste à l'élimination progressive des éléments ectodermiques *attenuata*, c'est-à-dire à la régulation des individus chimères. La répartition des îlots *attenuata* et les modalités de leur régression restent à préciser. Cependant, on peut faire déjà remarquer que cette élimination s'effectue à des vitesses différentes pour les divers niveaux de la colonne; elle apparaît particulièrement rapide au niveau de la région sous-orale qui assure la croissance des tentacules. D'autre part, la présence de lambeaux *attenuata* détermine l'apparition d'un mode de bourgeonnement atypique. En effet, l'arrêt de cette activité blastogénétique anormale, dont les modalités au niveau histologique devront être étudiées, coïncide avec la disparition des éléments *attenuata*.

2. Les Hydres chimères dont l'ectoderme est uniquement d'origine *attenuata* et l'endoderme d'origine *oligactis*, une fois détachées de la souche, présentent une croissance réduite. En effet, elles deviennent assez rapidement incapables de se nourrir. Elles ne tuent que rarement les proies offertes, et lorsqu'elles arrivent à les immobiliser, ne les ingèrent pas. Jusqu'à présent il ne m'a pas été possible de préserver ces Hydres de la régression. Cette régression apparaît relativement lente et peut s'étaler sur plus d'un mois. Elle ne s'accompagne pas, cependant, d'un arrêt immédiat de l'activité des cellules épithéliales. En effet, on peut voir se former, malgré la taille réduite de l'Hydre, des tentacules surnuméraires parfois en nombre assez important (5 à 6). Ces tentacules sont très pauvres en nématocystes et pratiquement inermes. De telles Hydres présentent des caractères très proches des bourgeons obtenus par P. Brien (1) à la suite d'irradiations par les rayons X. Peut-on admettre que, dans ce cas aussi, la régression soit due à une atteinte des cellules interstitielles qui cesseraient de se multiplier ?

En résumé, contrairement aux observations d'Issayew (²), il n'a pas été possible d'obtenir une souche stable d'Hydres chimères. Deux évolutions sont possibles : la régulation ou la régression. Seules sont capables de survivre les Hydres possédant des éléments ectodermiques *oligactis*, la régulation s'effectuant par la disparition de l'épithélium ectodermique *attenuata*. Il apparaît cependant intéressant de faire remarquer que l'ectoderme *attenuata* se maintient associé à l'endoderme *oligactis* pendant une période assez longue. Les cellules *attenuata* sont capables de se multiplier et de se différencier pendant plusieurs mois, bien que certains éléments nutritifs qui sont nécessaires au maintien de cette activité leur soient fournis par un endoderme étranger. Les éléments *attenuata* s'accommodent donc, temporairement, d'un endoderme d'espèce différente. Cependant, l'étude des chimères à ectoderme uniquement *attenuata* montre que cette association ectoderme *attenuata*-endoderme *oligactis* est incapable d'assurer le maintien de toutes les activités physiologiques de l'individu. Il faut sans doute imputer ces résultats à une atteinte des deux feuillets, incapables de survivre à l'aide des éléments fournis par un tissu étranger.

En se référant aux résultats exposés dans une Note antérieure, on peut considérer que lors de l'association interspécifique *P. oligactis-H. attenuata*, l'élimination des tissus *attenuata* s'effectue en deux étapes. Dans une première phase, on assiste à l'élimination relativement rapide de l'endoderme *attenuata*. Quant à l'ectoderme *attenuata*, il bénéficie au sein d'individus chimères d'une survie moins limitée et ne régresse que bien plus tardivement. Cependant, se trouvant visiblement dans un état de déficience du fait de l'absence du feuillet endodermique correspondant, il est toujours finalement supplanté par l'ectoderme *oligactis* lorsque celui-ci est présent.

(*) Séance du 10 mars 1958.
(¹) P. Brien et M. Reniers-Decoen, *Bull. Biol. Fr. Belg.*, 89, 1955, p. 258-325.
(²) I. Issayew, *J. of Genetics*, 14, 1924, p. 273-354.

(Laboratoire de Zoologie expérimentale. Faculté des Sciences de Lyon.)

BIOLOGIE. — *Influence des conditions thermiques subies au cours de la diapause sur la fonction ovarienne de* Thersilochus longicornis *Thoms.* (Hymenoptera, Ichneumonidæ). Note (*) de M. **Pierre Jourdheuil**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Comme le fait a déjà été signalé pour d'autres Insectes possédant des ovaires méroïstiques, la fonction ovarienne n'est pas totalement inhibée par l'état de diapause (¹), (²). Toutefois, suivant les conditions thermiques

subies, les femelles de *Thersilochus longicornis* Thoms. peuvent présenter des états très variables de fertilité et de maturité ovocytaire au moment de la reprise d'activité.

L'application, dès l'entrée en diapause, de températures supérieures au seuil thermique permet de déclencher immédiatement la différenciation des follicules et la vitellogenèse. A 5° C, la croissance volumétrique apparente du premier ovocyte s'accélère progressivement, mais à la fin de la période de diapause proprement dite, son volume n'est encore égal qu'au 1/20e du volume définitif. A 10°, le développement est d'abord nettement plus rapide mais semble traverser une période critique entre le 60e et le 100e jour. A 15°, la vitellogenèse est très rapidement inhibée; le plus gros ovocyte reste indéfiniment à une taille sensiblement égale au 1/20e du volume définitif. A 20°, l'inhibition est totale et l'on constate tout au plus un début de différenciation d'un ou deux follicules. La phase de « réactivation » correspond toujours à une reprise de plus en plus accélérée de la croissance qui retrouve sa vitesse normale au moment de la reprise d'activité. Ainsi les effets de la température sur la fonction ovarienne sont une image fidèle de son action sur l'élimination de la diapause.

La croissance lente, mais non négligeable, qui se manifeste en période de diapause prouve qu'il y a, soit utilisation de facteurs résiduels de croissance, soit, plus vraisemblablement, en raison de la persistance et de la nature du phénomène, synthèse partielle de ces facteurs. Cette synthèse semble inhibée de plus en plus précocement et de façon de plus en plus durable par les hautes températures; par contre, elle est progressivement accélérée par les basses températures [4]. Toutefois, la production en quantité importante de ces facteurs n'a lieu qu'en période de réactivation.

L'ovocyte montre une très grande plasticité vis-à-vis de conditions d'alimentation déficiente. Les possibilités limitées de synthèse modifient toutefois la croissance qui, par rapport à la croissance normale, est d'autant plus ralentie que l'ovocyte est plus gros. Cette modification adaptative va amener la présence dans le vitellarium d'un nombre très élevé d'ovocytes (jusqu'à 8 et 9) dont la taille relative sera beaucoup plus faible qu'en période d'activité. On arrive ainsi à un état d'équilibre où chaque ovocyte a sensiblement un volume double de celui qui le suit :

$$\log V = \log V_0 + T \log 2 \quad (5).$$

Les besoins de la chaîne ovocytaire pour passer de la taille de l'ovocyte $T - 1$ à celle de l'ovocyte T sont ainsi beaucoup plus faibles que normalement. Toutefois, l'accroissement des ovocytes est une fonction directe de leur volume et exige donc une synthèse sans cesse accrue de facteurs de croissance. Mais si l'élévation de température tend norma-

lement à accélérer les phénomènes de croissance, elle inhibe, par contre, l'élimination de la diapause. L'équilibre ne se trouve réalisé qu'aux basses températures ($\leq 5^\circ$) et, paradoxalement, aux températures très élevées où la fonction ovarienne n'a pu se déclencher. Aux températures moyennes, il va fatalement se produire, jusqu'à la période de réactivation, une résorption périodique des plus gros ovocytes. Son rythme est toutefois assez lent (1 ovocyte par mois) en raison des caractères de la loi de croissance.

Il y a lieu de signaler que ces Insectes ont une réserve d'ovocytes très limitée (8 à 11 par ovariole). Comme il n'y a pratiquement pas d'alimentation imaginale, la maturation s'effectue aux dépens des réserves adipeuses ce qui, dans les meilleures conditions, peut amener la production de 5 à 6 œufs par ovariole.

Les phénomènes de résorption extrêmement passagers à 10° provoquent la destruction de 1 à 2 ovocytes et n'affectent pratiquement pas la fertilité. Par contre, la prolongation de l'état de diapause à 15° peut amener la destruction de la totalité des ovocytes et un épuisement de plus en plus marqué des réserves adipeuses. Cette température est beaucoup plus néfaste que 20° : il n'y a pas de destruction d'ovocyte à cette température et l'épuisement des réserves est beaucoup plus lent car la diapause ne subit pratiquement pas d'évolution.

La température a non seulement une action sur la fertilité, mais aussi sur l'état de maturation des ovocytes au moment de la reprise d'activité. Il y a alors rétablissement de la loi de croissance normale. Lorsque l'élimination de la diapause a eu lieu à une température inférieure au seuil thermique de développement, et que les Insectes sont ensuite placés à une température plus élevée, la vitellogenèse s'effectue uniquement suivant cette loi; pour un ovocyte d'ordre T′ et de volume V nous avons la relation

$$\log V = \log V_0 + T' \log 7.$$

A leur sortie, les Insectes ont, dans ce cas, des ovaires immatures et la ponte d'un ovocyte est séparée de la ponte du suivant par le temps θ correspondant au passage du numéro d'ordre $T' - 1$ à T'. Par contre, lorsque la croissance a pu se poursuivre de façon continue durant la période de diapause proprement dite, ce développement précoce va se répercuter profondément sur l'état ultérieur de maturation. C'est ainsi qu'à 5° la sortie coïncide avec la ponte du premier œuf dans les oviductes, ce qui montre que la reprise d'activité est indépendante de l'état de développement des gonades. De plus, l'action successive des deux lois de croissance conduit à la ponte dans le temps θ, non pas d'un nouvel ovocyte, mais de 3 à 4.

Ainsi l'action d'une température relativement basse pendant la période de diapause conduit paradoxalement à un état de maturation très avancé au moment de la sortie. Cette particularité prend toute son importance lorsqu'on sait que l'Insecte apparaît au moins de février. A cette saison, les conditions climatiques provoquent une mortalité précoce et ne permettent qu'une croissance ovocytaire très lente. On constate d'ailleurs que, dans la nature, l'évolution des conditions thermiques subies au cours de la diapause tend constamment à la conservation d'un potentiel de reproduction élevé.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) P. Joly, *Arch. Zool. Exp. et Gén.*, 84, 1945, p. 49-164.

(2) P. Jourdheuil, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2174.

(3) P. Jourdheuil, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1602.

(4) C. M. Williams, *Biol. Bull.*, 110, 1956, p. 201-218.

(5) T étant le numéro d'ordre de l'ovocyte dans l'ovariole, V_0 correspondant au volume du plus petit ovocyte dont le numéro d'ordre est 0.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Castration chirurgicale, irradiations localisées aux rayons* X *et déterminisme des caractères sexuels externes chez le Crustacé Isopode* Asellus aquaticus *L. femelle.* Note de Mme **Marie-Louise Balesdent-Marquet** et M. **André Veillet**, transmise par M. Louis Fage.

Le déterminisme des caractères sexuels temporaires liés à l'incubation est essentiellement ovarien; le tissu sécrétant l'hormone indispensable à l'apparition de ces caractères est réparti sur toute la longueur des gonades. Les caractères sexuels permanents chez l'adulte sont indépendants de l'ovaire.

Le parallélisme observé chez les Crustacés Isopodes entre l'activité des ovaires et l'apparition des caractères sexuels temporaires se manifeste chez l'Aselle de la manière suivante : pendant la période de reproduction, la femelle acquiert des oostégites de grande taille, fonctionnelles, formant un marsupium, au cours d'une mue parturielle (M. P.), puis elle pond; cette poche incubatrice est un caractère sexuel temporaire. Après l'expulsion des jeunes, une mue intermédiaire (M. I.) fait apparaître des oostégites de taille réduite, non fonctionnelles. Ce cycle recommence plusieurs fois. Pendant la période de repos sexuel, les femelles n'effectuent que des mues normales (M. N.) donnant naissance à des oostégites non fonctionnelles, de taille plus ou moins réduite (1). Les oostégites non fonctionnelles de la taille minima sont un caractère sexuel permanent.

Plusieurs auteurs ont cherché expérimentalement à expliquer les rapports réels entre les ovaires et les caractères sexuels temporaires des Isopodes. En 1944, Takewaki et Nakamura (2) ont essayé de castrer chirurgi-

calement des femelles d'*Armadillidium vulgare*. Sur 89 individus opérés suivis pendant plusieurs mois, 84 ont présenté un marsupium complet ou incomplet. Ces chercheurs ont donc conclu que la formation des oostégites était indépendante de l'ovaire.

En 1955, J. J. Legrand [3] a publié les résultats obtenus après castration chirurgicale de ♀ d'*Armadillidium vulgare*. Quatre ♀ complètement opérées en période de repos sexuel n'ont pas formé de marsupium par la suite, tandis que 3 ♀ ayant conservé un fragment ovarien ont fait une mue parturielle anticipée. L'expérience montre donc, dans ce cas, que l'apparition des caractères sexuels temporaires est sous le contrôle ovarien.

Devant ces résultats contradictoires, nous avons repris sur *Asellus aquaticus* les expériences de castration chirurgicale. *Armadillidium* ne présente d'ailleurs pas comme l'Aselle en période de repos sexuel des oostégites non fonctionnelles de taille très réduite qui sont un caractère sexuel permanent.

Après avoir séjourné dans de l'eau additionnée d'un antiseptique, les ♀ ont été légèrement anesthésiées. Chaque ovaire a été extirpé par l'oviducte avec de fines pinces d'horloger. Les orifices faits dans l'exosquelette ont été obturés afin d'éviter les hémorragies et l'entrée de l'air. L'observation des ovaires extraits et des coupes sériées de ♀ castrées ont montré que l'opération était complète. L'élevage individuel des opérés et des témoins a été maintenu à 18-20°. La mortalité post-opératoire a été très élevée.

Les ♀ adultes ont été castrées en pleine période de reproduction et ont vécu assez longtemps pour donner les résultats suivants : 29 ♀ opérées, tandis qu'elles incubaient ont effectué la M. I. attendue, puis 1 à 5 M. N.; 11 ♀ castrées peu après une M. I. n'ont plus formé de poche incubatrice mais ont effectué 1 à 14 M. N.; 1 ♀ seulement a pu être totalement castrée sept jours avant la M. P. attendue. Elle a effectué normalement cette M. P. déterminée avant la castration, puis la M. I. correspondante et 1 M. N. Ces résultats montrent que la formation du marsupium de l'Aselle est essentiellement sous le contrôle ovarien.

Après 2 ou 3 M. N., les oostégites non fonctionnelles formées acquièrent la taille minima et la forme caractéristique du milieu de la période de repos sexuel; elles conservent cet aspect au cours des mues suivantes. Ce caractère sexuel permanent est donc indépendant de la présence de l'ovaire chez l'adulte.

Neuf ♀ ayant subi l'ablation d'un seul ovaire pendant la même période ont fait des M. P. avec pontes réduites. Toutefois, deux d'entre elles, après avoir effectué 1 et 2 M. P., ont fait chacune 1 M. N. Ces deux cas tendent à montrer que la présence d'un seul ovaire ne suffit pas à maintenir un rythme normal d'apparition des caractères sexuels temporaires. Pendant cette période, en effet, les témoins se sont reproduits normalement.

Ces résultats, ajoutés aux quatre cas de J.-J. Legrand, confirment les

résultats obtenus par H. Charniaux-Cotton (⁶) sur l'Amphipode *Orchestia gammarella* : la différenciation des caractères sexuels temporaires est essentiellement sous le contrôle ovarien. J'ajouterai aux conclusions de J.-J. Legrand que les caractères sexuels permanents des Isopodes ♀, comme ceux des Amphipodes, ne sont en rien modifiés par l'absence de l'ovaire, du moins chez l'adulte.

Connaissant le rôle de l'ovaire, on peut se demander si le tissu endocrinien sécrétant l'hormone indispensable à l'apparition des caractères sexuels temporaires est localisé dans une région précise de la gonade.

Aussi avons-nous implanté à 15 ♀ castrées des fragments d'ovaires prélevés à différents endroits de la gonade; ces ovaires étaient à un stade de maturation connu. Les ♀ castrées choisies pour cette expérience avaient fait 1, 2, 4, 6 ou 9 M. N. lorsqu'elles ont reçu l'implantat. Malgré une survie de la durée d'une ou deux intermues, aucune poche incubatrice, même incomplète, n'est apparue. Le seul cas d'implantation d'ovaire réussi chez les Isopodes par J.-J. Legrand ne peut apporter de précision à ce sujet. Il semble que chez l'Aselle la présence d'un ovaire presque entier soit nécessaire à la formation des oostégites fonctionnelles, comme le laisse penser le cas des deux ♀ n'ayant plus qu'un ovaire et ayant fait 1 M. N. en période de reproduction. Mais nous n'avons obtenu aucune survie après implantation de gros fragments d'ovaire.

Nous avons, d'autre part, pratiqué des irradiations aux rayons X, localisées à un ou deux segments thoraciques entre le 2ᵉ et le 7ᵉ, à des doses de 8 000 r environ; cette dose en irradiation localisée à tout le thorax peut inhiber à la fois la ponte et l'apparition des caractères sexuels temporaires [5]. Sur 39 ♀ irradiées pendant la période d'activité sexuelle, 36 ont continué à se reproduire normalement et 3 ont fait 2 M. N.; ces 3 ♀ d'ailleurs, de petite taille, ont eu plus de deux segments irradiés. On peut donc dire que les rayons X, au niveau d'un ou deux segments thoraciques, n'ont atteint qu'une portion réduite du tissu endocrinien de l'ovaire.

Ces différents résultats permettent donc de préciser que le tissu endocrinien indispensable à la formation des caractères sexuels temporaires est situé dans l'ovaire, comme le prouvent les expériences de castration, et réparti sur toute leur longueur, comme semblent le montrer les expériences d'irradiation. Mais dans l'ovaire se développent côte à côte les cellules de la lignée germinale et les cellules qu'on a l'habitude d'appeler folliculaires. Comme on ne trouve, dans le règne animal, aucun exemple de cellule germinale ayant un rôle sécréteur, il est logique d'émettre l'hypothèse, comme quelques auteurs l'ont fait, que les cellules folliculaires de l'ovaire des Crustacés sont la source des hormones ovariennes. Mais, chez l'Aselle, les cellules folliculaires présentent des aspects très différents entre le moment où elles naissent dans la zone germinative et celui où

elles disparaissent lors de chaque ponte; aussi est-il actuellement difficile de distinguer parmi ces cellules folliculaires celles qui sont sécrétrices et à quel stade de développement elles jouent un rôle dans la détermination des caractères sexuels temporaires.

(1) M.-L. Balesdent-Marquet, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1372.
(2) J. Takewaki et N. Nakamura, *J. Fac. Sc. Tokio*, Imp. Univ. Sec., 4, 6, n° 4, 1944, p. 368-382.
(3) J.-J. Legrand, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1083.
(4) H. Charniaux, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 141.
(5) M.-L. Balesdent-Marquet, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 609.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *La greffe, sous la capsule du rein de Souris adultes mâles castrées, de testicules de Souris hypophysectomisées à l'état infantile.* Note de M. **Raoul Michel May**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Les testicules atrophiques d'une Souris hypophysectomisée très jeune nous semblent demeurer, de façon permanente, dans un état dormant semblable à celui qu'ils ont normalement avant la puberté; seule l'action d'une hypophyse étrangère est alors capable d'interrompre cet état; ceci ressort nettement de nos expériences de greffe bréphoplastique d'hypophyse sous leur albuginée (1).

Nous nous sommes demandé si l'on ne pourrait pas soumettre de tels testicules à l'action, non plus locale, mais bien globale, des hormones hypophysaires, en les greffant dans un autre organisme normalement porteur de son hypophyse.

Des souriceaux mâles albinos de 8 à 12 g sont hypophysectomisés par la méthode que nous avons décrite en 1953 (2). Un mois après cette opération les Souris sont pesées et l'on observe si leurs testicules sont atrophiques. Les souris hypophysectomisées sont encore conservées trois mois, puis les deux testicules sont prélevés. Le testicule droit est fixé dans du liquide de Zenker. Le testicule gauche est greffé *in toto* sous la capsule du rein droit d'une Souris mâle albinos du même élevage, pesant 13 g, et castrée bilatéralement juste avant la greffe.

Un ou deux mois plus tard la Souris porte-greffe est sacrifiée et son rein droit est observé macroscopiquement, puis fixé dans du liquide de Zenker.

Le testicule droit, témoin de l'hypophysectomie, et la partie du rein qui porte le testicule gauche sont débités en coupes à 7 μ et colorés à l'hémalun-érythrosine. On peut ainsi comparer histologiquement un testicule de Souris hypophysectomisée depuis quatre mois avec l'autre qui,

de plus, a été greffé pendant un mois chez une Souris castrée porteuse de son hypophyse normale.

Nous avons, par ailleurs, fait plusieurs séries d'expériences témoins : Nous avons greffé sous la capsule du rein de Souris mâles adultes castrées bilatéralement des testicules de souriceaux nés le jour même. Nous avons greffé également des testicules adultes, chez des Souris mâles adultes castrées bilatéralement, dans la région rétro-rénale de la cavité générale. Un mois plus tard tous ces greffons sont prélevés, fixés, et débités en coupes.

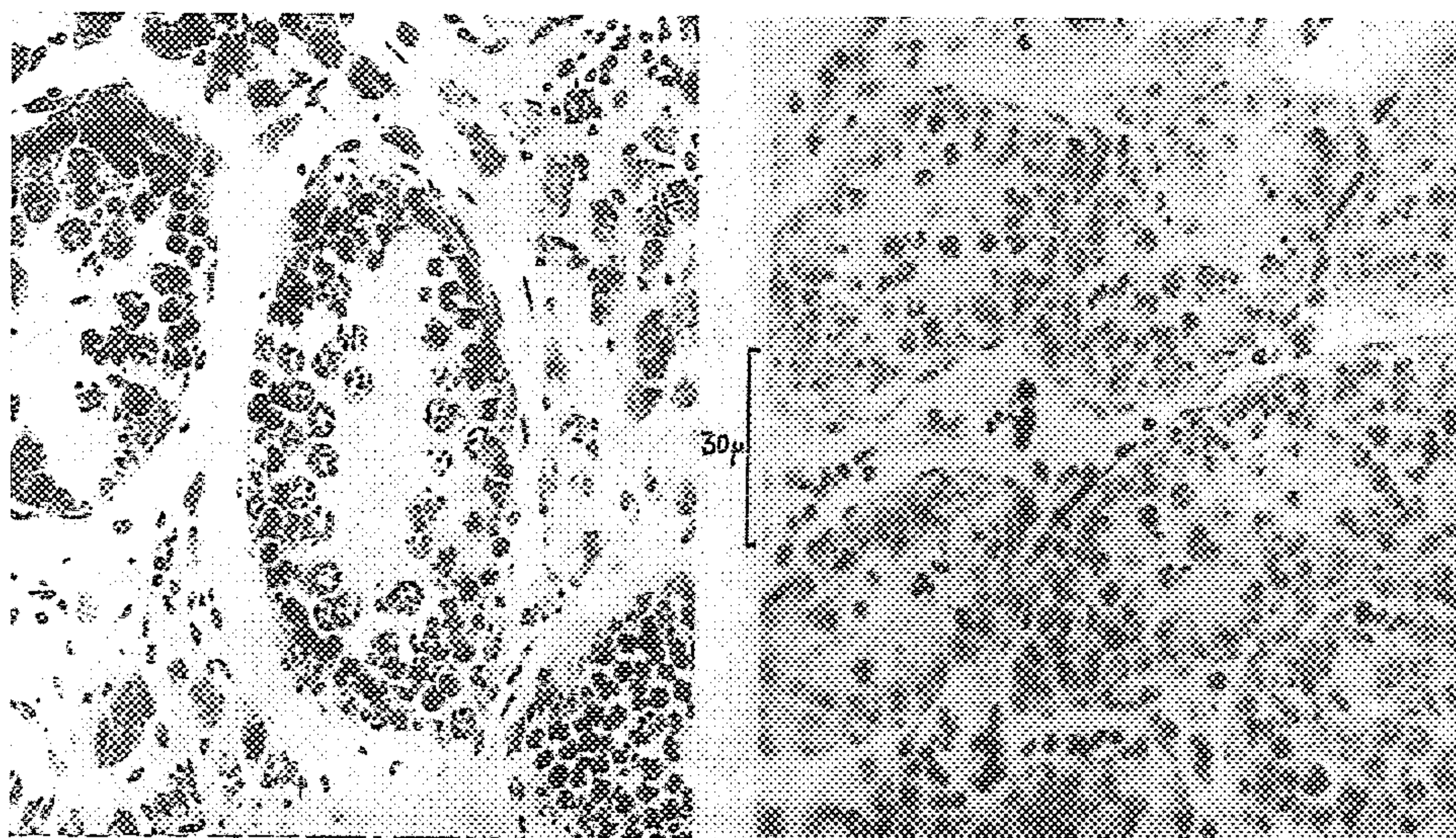


Fig. 1. — Souris B XXII, 1.

A droite, testicule droit fixé 123 jours après l'hypophysectomie. Aspect atrophique des canalicules, très faible développement du tissu interstitiel. *A gauche*, testicule gauche fixé après 61 jours de greffe sous la capsule du rein d'une Souris castrée bilatéralement, greffe faite 123 jours aprés l'hypophysectomie du donneur. Canalicules bien plus développés que ceux du testicule droit, beau développement du tissu interstitiel diastématique.

La comparaison du testicule droit, à droite de la figure, et du testicule gauche, à gauche, au même grossissement, mettent en valeur l'aspect très différent de ces deux testicules d'une même Souris. A la suite de la longue période d'hypophysectomie, commencée pendant la période infantile, et qui a duré quatre mois, les testicules montrent une très grande atrophie; leurs canalicules, de petit diamètre, sont habités essentiellement par des cellules de Sertoli, leur espace intercanaliculaire ne contenant que très peu de cellules interstitielles. Après un séjour d'un ou deux mois sous la capsule d'une Souris mâle castrée, mais porteuse de son hypophyse normale, le testicule greffé présente des canalicules d'un diamètre qui a doublé, environ, et qui possèdent beaucoup plus de spermagonies et de spermatocytes. Le tissu interstitiel est constitué par un nombre énorme de cellules diastématiques.

Nos autres cas, sept en tout, sont très semblables. Par comparaison, des testicules de souriceaux nouveau-nés, greffés un mois sous la capsule du rein de Souris mâles castrées bilatéralement, prennent, mais le développement des cellules de la lignée germinative s'arrête au stade spermatogonial, avec un développement restreint du tissu interstitiel. Les testicules adultes greffés de la même façon se dégradent presque totalement.

Ainsi nous avons une série décroissante dans le développement des testicules greffés plusieurs semaines sous la capsule du rein de Souris mâles bilatéralement castrées. En premier lieu se placent les testicules d'hypophysectomisés, avec un élargissement marqué des canalicules par rapport au testicule contralatéral, un développement plus grand des cellules de la lignée germinative jusqu'au stade de spermatocyte, qui ne semble d'ailleurs pas pouvoir être dépassé dans ce lieu porte-greffe; enfin, par un énorme développement du tissu interstitiel diastématique. En second lieu viennent les testicules de souriceaux nouveau-nés dont le développement des cellules de la lignée germinative s'arrête au stade spermatogonial, avec un développement restreint du tissu interstitiel. Enfin, les testicules implantés à l'état adulte se dégradent presque totalement.

L'hormone gonadotrope du commerce, injectée au taux de 1/10e d'unité Rat, trois jours de suite, chez des Souris hypophysectomisées depuis un mois, n'a que peu d'effet sur le développement du testicule.

Un fait ressort très clairement de nos résultats : un testicule de Souris hypophysectomisée, atrophique et inactif pendant plusieurs mois, possède pourtant des potentialités qui peuvent être éveillées lors de sa greffe en un site convenable d'une Souris adulte dont les hormones gonadotropes agissent sur lui. Or il est curieux de constater qu'un testicule d'hypophysectomisé subit, après sa transplantation, un développement relativement meilleur que celui d'un testicule de nouveau-né, dans ses éléments germinatifs, et surtout dans son tissu interstitiel. Nous devons donc conclure qu'ayant subi un début d'épanouissement dans le testicule infantile, ses cellules possèdent encore la capacité d'être implantées de façon homoplastique sans éveiller de réactions du porte-greffe qui leur seraient fatales, comme les cellules testiculaires de nouveau-né, mais contrairement à des cellules testiculaires adultes. Elles sont donc dans un état de vie ralentie. Cet état dormant est d'une certaine stabilité, puisque les éléments testiculaires ne l'abandonnent pas sous l'effet de doses faibles d'hormone gonadotrope. Mais il cède sous l'effet global de ces hormones chez un deuxième organisme, donnant alors libre cours à l'évolution de ses éléments.

La technique de greffe sous-capsulaire de testicules d'hypophysectomisés permet donc de mettre en évidence, dans ces organes, une différence entre l'état embryonnaire, peu durable, et l'état dormant, capable de perdurer.

(1) R. M. May, *Ann. d'Endocr.*, 16, 1955, p. 375-382.

(2) R. M. May, *C. R. Assoc. Anatom.*, 40e réunion, Bordeaux, no 78, 1954, p. 255-263.

(*Laboratoire de Biologie animale III, Pavillon Curie, Faculté des Sciences, Paris.*)

HISTOCHIMIE. — *Contribution à l'histoenzymologie de la glande surrénale chez* Crocodylus niloticus *Laurenti*. Note (*) de Mlles Lucie Arvy et Annie Bonichon, transmise par M. Maurice Fontaine.

Le tissu chromaffine de la glande surrénale de *Crocodylus niloticus* Laurenti est très riche en phosphomonoestérase acide et en acétylthiocholinestérase; il a une activité acétylnaphtolestérasique faible. Le tissu interrénal est très riche en phosphomonoestérase alcaline; son activité acétylnaphtolestérasique est plus faible que celle du tissu chromaffine et il n'hydrolyse pas l'acétylthiocholine.

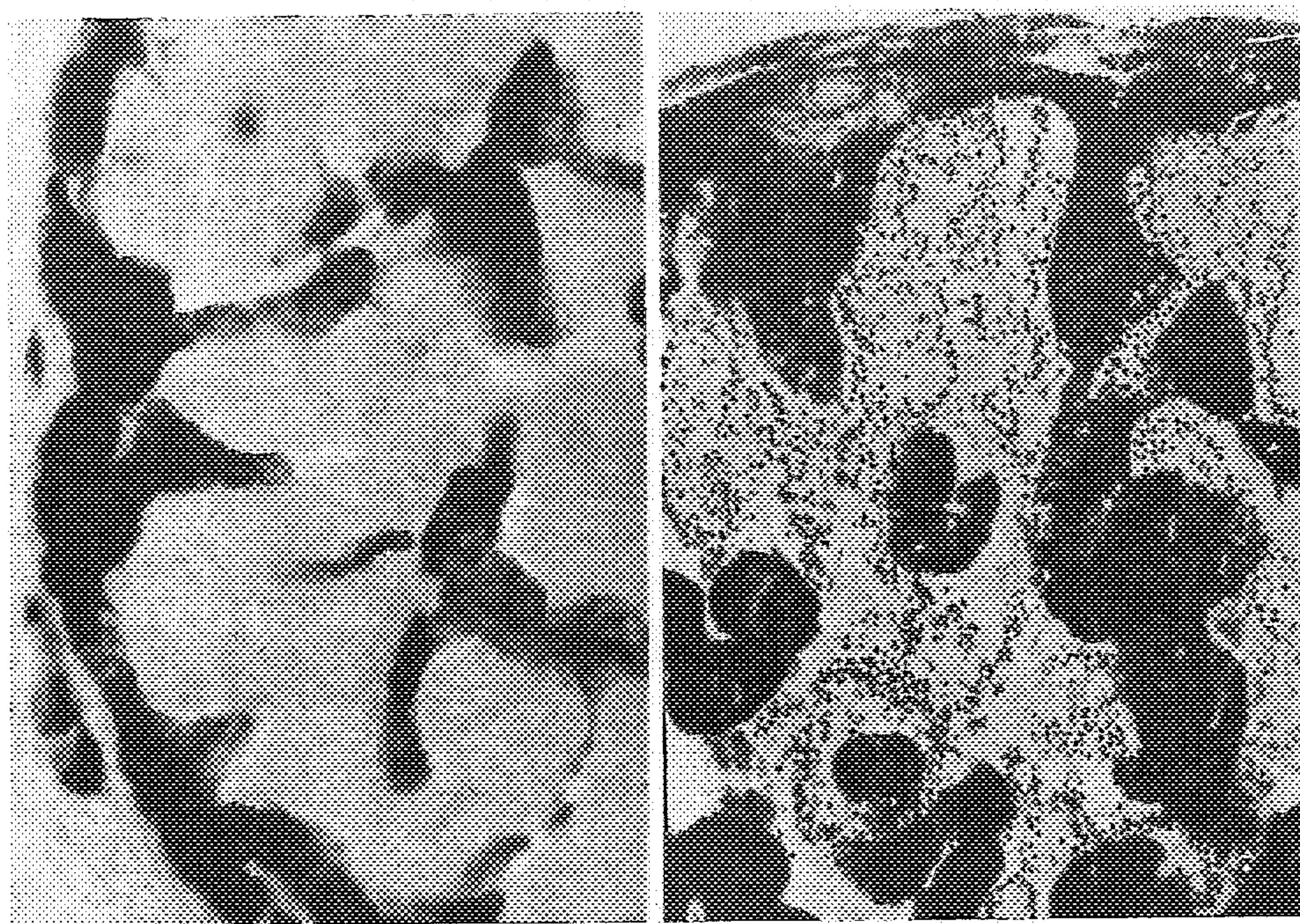
Les publications de Wright et Chester Jones (1), ainsi que de Chester Jones (2), nous ont apporté de nombreuses précisions histochimiques sur la glande surrénale des Lézards (*Lacerta agilis*, *L. vivipara* et *L. serpa*); nous ne disposons pas de données équivalentes sur les autres Reptiles, et la surrénale des Crocodiliens, en particulier, ne semble pas avoir été l'objet de recherches histochimiques.

Chez *Crocodylus niloticus* Laurenti, la glande surrénale est accolée à la gonade et au rein. Elle est entourée par une capsule de fibres collagènes assez épaisses, parsemée de quelques fibres de réticuline et d'élastine, traversée par des nerfs et de nombreux vaisseaux. De la capsule convergent vers le centre de la glande des septa conjonctifs qui divisent la glande en cordons cellulaires, composés les uns de cellules phæochromes ou chromaffines, les autres, de beaucoup les plus nombreux chez les animaux examinés en janvier-février, composés de cellules interrénales. De la capsule partent vers le centre de la glande de nombreux vaisseaux, bien mis en évidence par la technique de détection des peroxydases suivant Fautrez. Le tissu chromaffine forme autour de la glande une coque sous-capsulaire continue, d'épaisseur variable et envoie vers le centre de la glande des prolongements en coin, en languette ou en raquette. Le tissu interrénal rappelle par sa structure histologique la fasciculée des Mammifères.

Nous avons recherché quelques activités estérasiques sur coupes à la congélation de tissu fixé par le formol à 10 %, neutre et froid, pendant 3 h.

La mise en évidence des activités phosphoestérasiques révèle des répartitions inverses des activités enzymatiques pour le tissu interrénal et pour le tissu chromaffine. En effet, d'une part, la détection de l'activité phosphomonoestérasique alcaline, faite suivant Barger-Gomori, met en évidence

une activité forte, exclusivement localisée dans le tissu interrénal, alors que la détection de l'activité phosphomonoestérasique acide, faite suivant Gomori, met en évidence une activité forte, exclusivement localisée dans le tissu chromaffine. La technique de Barger-Gomori fait donc apparaître le tissu chromaffine en négatif, alors que la technique de Gomori fait apparaître le tissu interrénal en négatif; dans ce dernier cas, seuls les noyaux du tissu interrénal semblent donner la réaction et l'on sait, depuis Palade ([3]), qu'il s'agit d'un artéfact.



Aspect de la glande surrénale après détection de l'activité acétylthiocholinestérasique à gauche (technique de Gerebtzoff, 1956) et après détection des activités phosphomonoestérasiques acides à droite (technique de Gomori); les deux enzymes sont localisées dans le tissu chromaffine.

La recherche des estérases carboxyliques faite à l'aide des « tweens » est restée négative. La même recherche, faite à l'aide d'acétate d'α-naphtyle suivant Burstone, révèle une activité enzymatique faible, nettement plus forte cependant, au niveau du tissu chromaffine que du tissu interrénal. La recherche des activités acétylthiocholinestérasiques, pratiquée suivant Gerebtzoff (1956), révèle une forte activité au niveau du tissu chromaffine et l'absence d'activité au niveau du tissu interrénal. De sorte que, lorsqu'on utilise l'acétate d'α-naphtyle comme substrat, la glande surrénale tranche sur le parenchyme rénal, très riche en acétylnaphtolestérase, par sa pauvreté relative en cette enzyme, alors que lorsqu'on met en œuvre l'acétylthiocholine, le tissu chromaffine surrénalien tranche sur les tissus interrénal

et rénal, dépourvus d'acétylthiocholinestérase, par sa grande richesse en cette enzyme. La détection des activités acétylthiocholinestérasiques fait d'ailleurs apparaître deux types de cellules au niveau du tissu chromaffine; les unes constituent les cordons sous-capsulaires périphériques de la glande surrénale, elles sont petites et très riches en acétylthiocholinestérase; les autres constituent des massues ou des nodules de tissu chromaffine, situés à l'intérieur de la glande, elles sont plus grandes, plus claires et apparemment moins riches en acétylthiocholinestérase que les précédentes.

En somme, l'activité phosphomonoestérasique alcaline du tissu interrénal de *C. niloticus* rappelle celle de la corticosurrénale des Vertébrés supérieurs, devenue classique depuis les recherches de Elftman (4), Dempsey et col. (5), Kar (6), Nicander (7), et Allen et Slater (8), alors que la richesse en phosphomonoestérase acide du tissu chromaffine de *C. niloticus* rappelle celle de la médullo-surrénale des Vertébrés supérieurs, telle que l'ont décrite Eränkö (9), ou Picard et Vitry (10). La forte teneur en acétylthiocholinestérase du tissu chromaffine de la glande surrénale de *C. niloticus* est tout à fait comparable à l'activité enzymatique de la médullo-surrénale de la Souris, du Rat, du Cobaye ou du Lapin, observée par Dejardin (11).

(*) Séance du 24 février 1958.
(1) *Nature*, 175, 1955, p. 1001.
(2) *The adrenal cortex*, Cambridge Univ. Press, 1957, p. 168-184.
(3) *J. exp. Med.*, 94, 1951, p. 536-547 et *Arch. Biochem. Biophys.*, 30, 1951, p. 144-158.
(4) *Endoc.*, 41, 1947, p. 85-91.
(5) *Endoc.*, 44, 1949, p. 88-103.
(6) *Endoc.*, 46, 1950, p. 363-366.
(7) *Acta Anat.*, 14, 1952, suppl. 16.
(8) *J. Histochem. Cytochem.*, 4, 1956, p. 110-117.
(9) *Acta Anat.*, 16, 1952, suppl. 17.
(10) *Ann. Histoch.*, 1, 1956, p. 19-25.
(11) *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 1898.

(*Laboratoires d'Anatomie et Histologie comparées de la Sorbonne et de Physiologie de la Faculté des Sciences de Nancy.*)

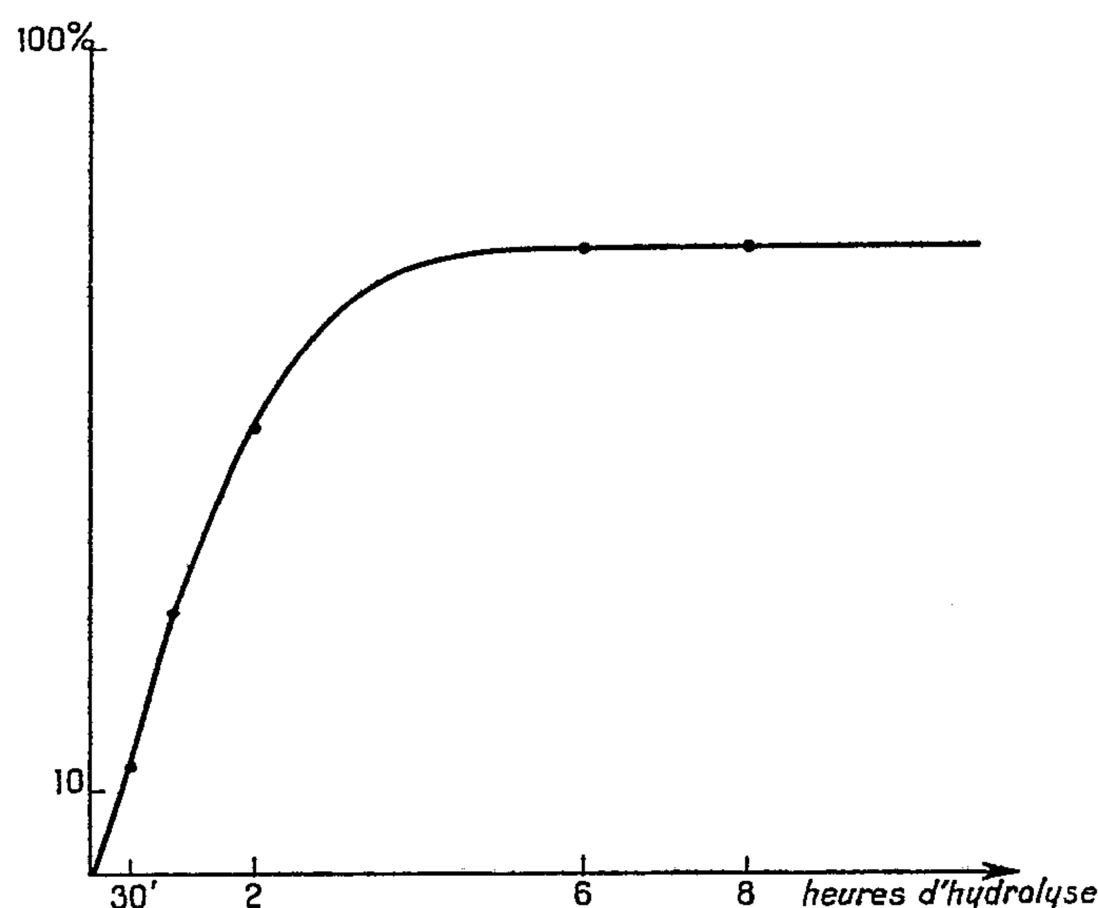
CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Étude des polyosides produits par des souches de Rhizobium. Oligosides produits lors de l'hydrolyse acide ménagée du polyoside de* Rhizobium japonicum. Note (*) de Mlle **Miren de Leizaola**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Dans une Note précédente nous avons examiné la composition de polyosides produits par des souches de *Rhizobium* isolées dans le Service des Fermentations de l'Institut Pasteur, et cultivées sur milieu liquide agité (1).

Nous avons poursuivi l'étude du polyoside produit par la souche de *Rhizobium japonicum*. Le polyoside est extrait du milieu de culture ([1]) et purifié par désalification sur échangeurs d'ions et déprotéinisation selon la méthode de Sevag. Le produit obtenu contient 4,2 % de cendres et 0,5 % d'azote.

Les dosages des sucres réducteurs sont effectués par la méthode de Somogyi-Nelson. Les chromatographies sur papier sont faites avec les solvants : (I) butanol-éthanol-eau (4 : 1,1 : 1,9) et (II) alcool isoamylique-dioxane-eau (3 : 1,8 : 1,2), pour la séparation glucose-galactose.

Le polyoside est hydrolysé par l'acide chlorhydrique N/2 à 100°. Sur des échantillons prélevés en fonction du temps on dose les sucres libérés (exprimés en glucose) (courbe 1.)



Ils contiennent du glucose, du galactose, du rhamnose, du mannose et un produit X non identifié.

Les différents constituants sont séparés par chromatographie sur colonne de cellulose avec du butanol contenant 13 % d'eau. Le dosage des sucres réducteurs élués donne les résultats suivants, exprimés en pour-cent des sucres totaux : glucose : 81 ; galactose : 12,6 ; rhamnose : 2,8 ; mannose : 2,5 ; X (exprimé en glucose) : 0,9.

Afin d'élucider sa constitution, ce polyoside est soumis à une hydrolyse acide partielle suivie du fractionnement et de l'examen de certains des oligosides libérés. Les plus grandes quantités d'oligosides de faible poids moléculaire sont obtenues avec les conditions d'hydrolyse suivantes : acide sulfurique normal, 100°, 1 h. La séparation est effectuée sur une colonne de charbon-célite selon la méthode de Whistler et Durso ([2]).

L'élimination des oses simples est faite par l'eau, puis les oligosides sont élués par une solution d'éthanol dont le titre augmente progressivement de 0 à 30 %. L'homogénéité des fractions est éprouvée par chromatographie et ionophorèse sur papier en tampon borate. Les fractions qui se révèlent constituées de plusieurs oligosides sont chromatographiées sur colonne de cellulose, par des mélanges de butanol, d'éthanol et d'eau.

Le tableau I résume les résultats du fractionnement et les caractéristiques du déplacement par chromatographie et ionophorèse sur papier des substances isolées.

TABLEAU I.

Fractions issues de la colonne de charbon.	de cellulose.	Ionophorèse.	Poids (*) (mg).	R_G (**).	M_G (***).
A	a_1	a'_1	29	0,60	0,61
		a''_1		0,60	0,20
	a_2	a_2	26	0,58	0,69
B	a_3	a_3	10	0,65	0,65
C	a_4	a_4	2,7	0,29	–
D	a_5	a'_5	79,5	0,40	0,70
		a''_5			0,50
		a'''_5			0,24
E	a_6	a_6	18	0,57	0,60
	a_7	a_7	7	0,37	–

(*) Poids d'oligosides obtenus à partir de 2 g de polyoside.

(**) Chromatographie : $R_G = \frac{\text{Distance parcourue par la substance}}{\text{Distance parcourue par le glucose}}$. Solvant I.

(***) Ionophorèse : $M_G = \frac{\text{Distance vraie parcourue par la substance}}{\text{Distance vraie parcourue par le glucose}}$.

Les oligosides, dont on a obtenu à l'état pur une quantité suffisante sont hydrolysés pour déterminer leur composition en sucres simples et leur degré de condensation (Cl H N/5, 100°, 24 h). Les oses libérés sont séparés et dosés par chromatographie sur papier. Le rapport du pouvoir réducteur initial au pouvoir réducteur après hydrolyse, est déterminé par chromatographie de quantités identiques du produit, avant et après hydrolyse.

TABLEAU II.

Oligosides.	Composition qualitative.	$\frac{\text{PRF}}{\text{PRI}}$ (*).	$\frac{\text{Glucose}}{\text{Galactose}}$.
a'_1	Glucose-galactose	2	1
a''_2	Glucose	2	–
a_2	»	2	–
a_3	»	2	–
a_4	»	4	–
a'_5	Glucose	3	6
a''_5	Glucose-galactose		
a'''_5	Glucose-galactose		
a_6	Glucose	–	–

(*) PRF, pouvoir réducteur final; PRI, pouvoir réducteur initial.

Nous avons soumis ces oligosides à l'action de la β-glucosidase d'amandes : a'_1, a''_1, a_3, a_5 et a_6 ont réagi d'une manière positive. a'_1 et a_3 ne sont pas hydrolysés par la β-galactosidase de *E. coli.*

Ces produits sont donc tous des β-glucosides.

Par déplacement chromatographique et ionophorétique on peut identifier a''_1 au cellobiose (β-1 → 4), a_2 au gentiobiose (β-1 → 6), a_3 au laminaribiose (β-1 → 3). La comparaison des $[\alpha]_D$ confirme cette identification :

$a''_1\,[\alpha]_D = +30°$,	cellobiose $[\alpha]_D = +34°,6$;
$a_2\,[\alpha]_D = +8°,9 + 10°,5$,	gentiobiose $[\alpha]_D = +9°,6$;
$a_3\,[\alpha]_D = +21°,8$,	laminaribiose $[\alpha]_D = +20°,3$.

Par ailleurs a'_1, qui est hydrolysé par la β-glucosidase, mais non par la β-galactosidase est donc un β-glucosidogalactose.

Nous avons donc mis en évidence que les restes glucose sont liés entre eux dans le polyoside du *Rhizobium* par trois types de liaisons : β-D—(1 → 3); β-D (1 → 4); β-D (1 → 6).

Le glucose est, d'autre part, lié au galactose par son groupe réducteur.

La structure du polyoside de *Rhizobium japonicum* s'annonce donc très complexe.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) M. DE LEIZAOLA et R. DEDONDER, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1825.

(2) R. L. WHISTLER et D. J. DURSO, *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 677.

(Service des Fermentations, Institut Pasteur, Paris.)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Groupes α-aminés terminaux des histones du thymus de Veau et de tumeurs expérimentales du Rat.* Note (*) de MM. **Gérard Biserte** et **Pierre Sautière**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Les groupes α-aminés terminaux libres d'histones du thymus et de tumeurs expérimentales ont été déterminés. Les histones riches en arginine renferment toutes de l'alanine N-terminale; les histones riches en lysine ont des groupes terminaux différents. Les histones du tissu de chloroleucémie sont les plus homogènes et doivent se prêter mieux que les autres à une étude approfondie de leur structure.

Les groupes α-aminés terminaux libres des histones extraites de thymus de Veau et de tumeurs expérimentales du Rat (chloroleucémie et épithélioma de Guérin, obtenus par greffe) ont été déterminés par la méthode des dinitrophénylaminoacides de Sanger.

Les histones du thymus de Veau et du tissu de chloroleucémie ont été préparées par la méthode de Daly et Mirsky (1), celles du tissu d'épithélioma de Guérin par la méthode de Crampton et col. (2). La séparation

des histones « riches en arginine » et « riches en lysine » a été réalisée pour toutes les préparations selon Daly et Mirsky ([1]).

Les histones ainsi obtenues ont été dinitrophénylées suivant la technique de Fraenkel-Conrat ([3]). L'hydrolyse des dinitrophényl-histones a été conduite dans l'acide chlorhydrique 5, 6 N pendant 24 h, à 105° C. Toutefois, les histones riches en lysine du thymus de Veau ont été également hydrolysées par l'acide chlorhydrique pur pendant 4 h (technique de Scanes et Tozer) ([4]).

DNP-aminoacides éthérosolubles des histones.

	Thymus. — Histone		Chloroleucémie. — Histone		Épithélioma de Guérin. — Histone	
DNP-aminoacides.	« arginine » (*).	« lysine » (*).	« arginine ».	« lysine ».	« arginine ».	« lysine ».
Alanine...........	+++++	+	++	–	++	+++
Proline (**).......	+	+++++	–	–	–	–
bis-DNP-lysine	–	Traces	–	+++	–	Traces
Sérine............	+	–	–	–	–	»
bis-DNP-tyrosine...	–	–	–	–	–	++
Divers............	–	–	–	–	–	Traces

(*) Histone « arginine » : histone contenant une forte proportion d'arginine et de lysine, séparée par la méthode de Daly et Mirsky; histone « lysine » : histone contenant une forte proportion de lysine et peu d'arginine.

(**) Au cours de l'hydrolyse par l'acide chlorhydrique pendant 4 h à 105°C, la DNP-proline se décompose presque totalement en acide α-chloro-δ-DNP-aminovalérique et en acide α-DNP-δ-chloroaminovalérique qui sont facilement repérés sur les chromatogrammes (Scanes et Tozer) ([4]), (Phillips) ([8]). Dans les hydrolysats par l'acide chlorhydrique 5,6 N pendant 16 à 24 h à 105°C, la DNP-proline n'est pas entièrement détruite. En exposant 30 mn environ le chromatogramme à la lumière de Wood, la coloration jaune de la DNP-proline vire passagèrement au rose.

L'extrait contenant les dinitrophénylaminoacides éthérosolubles est sublimé pour éliminer l'excès de dinitrophénol (Mills) ([5]). L'identification des DNP-aminoacides éthérosolubles est effectuée par une chromatographie bidimensionnelle sur papier avec le système « toluène-ammoniaque » en première dimension (Biserte et Osteux) ([6]) et le tampon phosphate 1,5 M de pH 6 en seconde dimension (Lévy) ([7]). Les résultats obtenus sont rassemblés dans le tableau ci-contre.

En ce qui concerne les histones du thymus, nous obtenons des résultats identiques à ceux de Phillips ([8]). Le principal groupe α-aminé terminal libre des histones riches en arginine appartient à l'alanine, celui des histones riches en lysine à la proline. Toutefois, le fractionnement chimique en histones « arginine » et histones « lysine » n'est pas suffisant pour obtenir des protéines homogènes, puisqu'on retrouve une faible quantité d'alanine dans la fraction « lysine » et de proline dans la fraction « arginine ».

Les trois préparations d'histones riches en arginine contiennent toutes l'alanine comme principal résidu porteur d'un groupe α-aminé terminal

libre. Les trois histones riches en lysine ont, au contraire, des groupements N-terminaux différents, celle du tissu d'épithélioma de Guérin étant d'ailleurs certainement très hétérogène. Les histones du tissu de chloroleucémie paraissent plus homogènes que toutes les autres, car elles ne contiennent qu'un seul groupe α-aminé terminal libre.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) M. M. Daly et A. E. Mirsky, *J. Gen. Physiol.*, 38, 1955, p. 405.
(2) C. F. Crampton, W. H. Stein et S. Moore, *J. Biol. Chem.*, 225, 1957, p. 363.
(3) H. Fraenkel-Conrat et B. Singer, *Arch. Biochem. Biophys.*, 60, 1956, p. 64.
(4) F. S. Scanes et B. J. Tozer, *Biochem. J.*, 63, 1956, p. 282.
(5) G. L. Mills, *Biochem. J.*, 50, 1952, p. 707.
(6) G. Biserte et R. Osteux, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 33, 1951, p. 50.
(7) A. A. Levy, *Nature*, 174, 1954, p. 126.
(8) D. M. P. Phillips, *Biochem. J.*, 68, 1958, p. 35.

(*Laboratoire de Chimie Biologique, Faculté de Médecine et de Pharmacie, Lille.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Rôle physiologique du cytochrome* C *de la bactérie chimioautotrophe* Thiobacillus denitrificans. Note (*) de MM. **Gérard Milhaud, Jean-Paul Aubert** et Mlle **Jacqueline Millet**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Le cytochrome de type C isolé de *Thiobacillus denitrificans* fait partie du système transporteur d'électrons entre le thiosulfate et le nitrate. Il est réduit par un extrait enzymatique de la bactérie en présence de thiosulfate ou de sulfite. En aérobiose le cytochrome de l'oxydase terminale est de type a_3

Nous avons précédemment montré l'existence d'un cytochrome de type C chez *Thiobacillus denitrificans*, nous en avons décrit la méthode d'isolement et étudié les propriétés physico-chimiques (1). La présente Note traite du rôle physiologique de ce cytochrome.

1. Oxydation du thiosulfate. — A. *Expériences avec les bactéries entières.* — On peut suivre au spectophotromètre la cinétique de la réduction biologique du cytochrome en présence de thiosulfate. On prépare deux cuves contenant, pour un volume final de 3 ml, 6 mg (poids sec) de bactéries lavées mises en suspension dans du tampon phosphate de potassium 5.10^{-3} M. La cuve témoin contient du nitrate de potassium $6,6.10^{-3}$ M; la cuve expérimentale est préalablement aérée. Dans ces conditions l'absorption différentielle est nulle, dans les deux cuves le cytochrome est oxydé. On se place à 4 220 Å, et l'on ajoute du thiosulfate dans la cuve expérimentale de sorte que la concentration finale soit $2,7.10^{-3}$ M. La réduction du cytochrome commence après 1 mn, elle est complète en quelques secondes. On peut faire disparaître puis réappa-

raître la bande réduite en aérant la cuve puis en la laissant à nouveau en semi-anaérobiose. Si, à des bactéries dont le cytochrome est réduit, on ajoute du nitrate sans aérer le milieu, l'intensité de l'absorption diminue lentement jusqu'à un état d'équilibre qui est atteint après 12 mn et qui correspond à un rapport d'oxydo-réduction du cytochrome voisin de 50 %.

B. *Expériences avec un extrait enzymatique.* — L'extrait enzymatique de *Thiobacillus denitrificans* a été préparé selon la technique suivante. Les bactéries centrifugées sont lavées à l'eau distillée, puis attaquées par le lysozyme selon la méthode de Repaske ([2]) légèrement modifiée : concentration bactérienne : 10 mg (poids sec) par millilitre, tampon tris (hydroxyméthyl) aminométhane pH 8,0 : 4.10^{-2} M, éthylène diamine tétraacétate de sodium : 2.10^{-3} M, lyzozyme : 20 μg/ml. On laisse la suspension 20 mn à 30° puis on ajoute par millilitre 4 μmol de chlorure de magnésium et 1 μg de désoxyribonucléase; on attend quelques minutes à la température ordinaire puis on refroidit à 2°. L'extrait est centrifugé pendant 10 mn à 1000 g pour éliminer les quelques bactéries non attaquées. Le liquide surnageant constitue l'extrait brut; on obtient une suspension active de particules en centrifugeant le liquide surnageant pendant 20 mn à 20 000 g et en remettant en suspension le résidu dans une solution de chlorure de sodium à 0,9 %.

La suspension de particules aussi bien que l'extrait brut oxyde lentement le thiosulfate en présence d'oxygène ou de nitrate, la réduction du cytochrome en anaérobiose est cependant nette.

La cuve expérimentale contient : 2 ml de suspension de particules (1,4 mg d'azote), tampon phosphate de potasium pH 8,0 : $3,3.10^{-3}$ M, cytochrome : 200 μg, thiosulfate de sodium : $2,7.10^{-3}$ M, volume total : 3 ml. La cuve témoin contient seulement la suspension de particules en tampon phosphate. On suit l'apparition de la bande réduite à 5 522 Å. Dès son addition le cytochrome est complètement oxydé par la cytochrome oxydase, il faut attendre environ 25 mn pour observer la réduction qui est complète en 1 mn. Dans la partie linéaire de la courbe, la réduction a lieu à la vitesse d'environ 250 μg/mn. Si l'on tient compte de la pureté du cytochrome (90%) et si l'on admet un poids moléculaire de 12 000, cette vitesse serait donc de 20 mμM/mn.

En présence de cyanure de potassium 1.10^{-3} M qui bloque la cytochrome oxydase la réduction commence immédiatement mais la vitesse n'est plus que de 1 mμM/mn.

2. Oxydation du sulfite. — La suspension de particules bactériennes, peu active sur le thiosulfate, oxyde en revanche le sulfite rapidement.

L'activité de la sulfite oxydase est mesurée selon la technique de Warburg dans l'air à 25°. Le mélange réactionnel comprend : suspension de particules : 0,5 ml (0,3 mg d'azote), tampon phosphate de potassium pH 8,0 :

0,02 M, thiosulfate de sodium : $1,2.10^{-2}$ M, volume final : 2 ml. Ainsi la consommation d'oxygène est en moyenne de 40 μl en 10 mn.

Le lavage répété des particules permet de mettre en évidence le rôle de l'hypoxanthine dans cette réaction. Dans les mêmes conditions expérimentales que celles décrites ci-dessus, la consommation d'oxygène est de 14 μl/h sans hypoxanthine et de 115 μl/h en présence d'hypoxanthine $2,5.10^{-4}$ M. Cette oxydase est donc du même type que celle décrite par Handler (3) dans le foie de chien.

La réduction du cytochrome par la suspension de particules est également beaucoup plus rapide avec le sulfite comme donateur d'électrons qu'avec le thiosulfate. Dans les conditions suivantes : suspension de particules : 0,5 ml (0,3 mg d'azote), tampon tris (hydroxyméthyl) aminométhane : 0,04 M, cytochrome : 60 mμM (sur la base de 0,45 % de fer), sulfite : $2,6.10^{-3}$ M, volume final : 3 ml, température 21°, la réduction suivie à 5 522 Å commence après 1 mn et procède à la vitesse d'environ 175 mμM/mn. La réduction chimique du cytochrome par le sulfite est absolument négligeable.

Le cytochrome C de cœur de bœuf peut remplacer le cytochrome de *Thiobacillus denitrificans* comme accepteur d'électrons à partir du sulfite. Pour une concentration en cytochrome de l'ordre de 40 mμM/ml, la vitesse de réduction du cytochrome C est 1,4 fois plus lente que celle du cytochrome bactérien.

3. Cytochrome oxydase. — On sait que l'oxyde de carbone se combine spécifiquement avec le fer de l'oxydase terminale, le cytochrome *a* 3, et que la bande de Soret de ce cytochrome réduit est modifiée. Si l'on enregistre le spectre différentiel des bactéries réduites en présence de thiosulfate et traitées à l'oxyde de carbone, par rapport aux bactéries réduites mais non traitées, on voit une bande d'absorption avec maximum à 4180 Å caractéristique du cytochrome a_3.

Dans l'extrait enzymatique une faible partie de l'oxydase passe en solution, le reste demeure sur les particules. Cette cytochrome oxydase est également active sur le cytochrome C de bœuf mais à un moindre degré.

Conclusion. — Les expériences faites avec l'extrait enzymatique montrent que le cytochrome de type C de *Thiobacillus denitrificans* fait partie du système transporteur d'électrons entre le thiosulfate ou le sulfite et l'oxygène de l'air. Dans les bactéries entières, ce cytochrome transporte les électrons entre le thiosulfate et le nitrate.

Bien qu'on ne sache pas si le sulfite est un intermédiaire dans l'oxydation du thiosulfate, la bactérie possède une sulfite oxydase très active dont le cofacteur est l'hypoxanthine comme dans le cas de la sulfite oxydase de foie de chien (3).

Le cytochrome de *Thiobacillus denitrificans* est, après le cytochrome c_3

de *Desulfovibrio desulfuricans* ([4]), le second cytochrome C isolé d'une bactérie anaérobie, qui fasse partie d'un système enzymatique relatif à l'oxydation ou la réduction d'un substrat minéral.

Contrairement à d'autres cytochromes C bactériens, celui de *Thiobacillus denitrificans* semble avoir des propriétés biologiques voisines de celles du cytochrome C de cœur de bœuf puisque celui-ci peut le remplacer dans les expériences de réduction ou d'oxydation réalisées par l'extrait enzymatique, seule la vitesse des réactions est légèrement diminuée.

En aérobiose l'oxydase terminale est un cytochrome de type a_3.

(*) Séance du 10 mars 1958.

([1]) J.-P. AUBERT, G. MILHAUD, C. NONCEL et J. MILLET, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 6.
([2]) R. REPASKE, *Bioch. Biophys. Acta*, 22, 1956, p. 189.
([3]) I. FRIDOVICH et P. HANDLER, *J. biol. Chem.*, 221, 1956, p. 323.
([4]) J. R. POSTGATE, *J. Gen. Microbiol.*, 14, 1956, p. 545.

(*Institut Pasteur, Paris, Service des Fermentations, Laboratoire des Isotopes.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Obtention à l'état pur d'une mucoprotéine sérique : l'Haptoglobine*. Note de Mlle **GENEVIÈVE BOUSSIER**, présentée par M. Léon Binet.

En 1938, M. F. Jayle et M. Polonovski ([1]) ont mis en évidence dans le sérum sanguin l'existence d'une mucoprotéine capable de se combiner à l'hémoglobine. Le complexe ainsi formé possède une activité peroxydasique bien supérieure à celle de l'hémoglobine seule ([2]), ([3]). Nous avons déjà montré ([4]) qu'il existait deux formes d'haptoglobine, une forme Hp I, de poids moléculaire 85 000 et une forme Hp II dimère de la précédente. A l'électrophorèse à travers un gel d'amidon, les deux formes possèdent des mobilités différentes, le Hp I se déplaçant plus vite que l'autre. Le Hp I a déjà été obtenu à l'état pur à partir d'une urine de néphrose lipoïdique ([5]); il correspond à la F α^2 des sérums de génotype I de Smithies ([6]). Le Hp II forme les trois bandes $\alpha\beta$ des génotypes II A ou II B, de mobilités très voisines. J'ai cherché à isoler ces protéines Hp II à partir du sérum humain et à déterminer leurs propriétés.

1. *Préparation.* — Elle s'opère en trois étapes.

a. Précipitation fractionnée par le sulfate d'ammonium. Le plasma est d'abord traité par une solution de SO_4Am_2 à 40 % de saturation. Le précipité contient des γ et des β-globulines. Par addition de sulfate cristallisé, le filtrat est amené à 55 % de saturation. Le nouveau précipité contient des albumines, des β, des α_1 et surtout des α_2-globulines dont le

tiers environ est constitué par du Hp II. On élimine le sulfate d'ammonium par dialyse et l'on précipite à nouveau à 42 % de saturation pour éliminer les β-globulines. Le filtrat est alors amené à 50 % de saturation. Le nouveau précipité est formé uniquement d'α_2-globulines dont 55 % de Hp II. On le dialyse contre CO_3HK 0,02 M à pH 8,1 et l'on concentre la solution en envoyant sur le sac à dialyse un courant d'air froid et sec.

b. La solution de Hp ainsi obtenue est soumise à une électrophorèse sur colonne d'amidon en tampon acétoacétique 0,05 M à pH 5,8 pendant 40 h sous une tension de 450 V. Puis on découpe le cylindre d'amidon en tranches de 1 cm qu'on élue. On obtient ainsi des fractions contenant du Hp dans des proportions variant selon les tranches de 50 à 100 % de pureté.

c. Pour obtenir le Hp pur, on le soumet à une électrophorèse dans un gel d'amidon, technique qui possède un très grand pouvoir de résolution et que j'ai décrite par ailleurs [6]. On extrait les protéines ainsi séparées par la méthode d'électrodialyse [7].

2. *Résultats.* — En opérant sur le plasma ou le sérum d'un seul donneur du groupe II B, j'ai obtenu ainsi six fractions capables de se complexer avec l'hémoglobine Hb. Il existe donc, non pas seulement 3 Hp dans le génotype II comme l'a décrit Smithies, mais bien 6 Hp, les trois dernières n'apparaissant pas quand on soumet à l'électrophorèse à travers un gel d'amidon un sérum normal complet; elles ne sont visibles qu'à partir d'une solution très fortement concentrée en Hp ou, alors, dans certains cas pathologiques [8].

Par électrophorèse dans un gel d'amidon suivie d'électrodialyse, j'ai séparé les unes des autres les six fractions haptoglobiniques dont trois sont nettement plus importantes.

3. *Propriétés.* — Le mélange des 6 Hp ainsi obtenues donne à l'électrophorèse sur papier à différents pH une seule bande : elles ont donc la même charge électrique.

Le fait que, par électrophorèse dans un gel d'amidon, on obtienne six bandes est dû, probablement, à ce que 2 mol de Hp I s'unissent de différentes façons pour donner des molécules de Hp II de formes et de volumes différents.

Cette hypothèse est étayée par l'immunoélectrophorèse sur gélose. Par ce moyen, le mélange des 6 Hp II donne une seule ligne épaisse de précipitation, ce qui démontre leur homogénéité antigénique; mais, en fait, si l'on soumet à cette technique les 6 Hp II séparément, chacune d'elles donne une seule ligne au niveau des α_2 globulines plus ou moins distante de la gouttière de l'immunsérum, ce qui suppose des vitesses de diffusion dans la gélose différentes, donc des volumes moléculaires différents [9].

Les 6 Hp II sont solubles dans l'eau et dans l'acide perchlorique, ne

précipitent pas à l'ébullition, mais précipitent par l'acide trichloracétique 0,5 M.

A l'ultracentrifugation, on obtient au moins trois pics très nets, correspondant sans doute aux trois fractions principales. Les autres critères de pureté sont : l'absence de bandes parasites à l'électrophorèse dans un gel d'amidon, à l'immunoélectrophorèse, et le fait que la totalité de ces protéines forme une combinaison avec le Hb.

Le poids moléculaire des six fractions, leur composition chimique en cours d'étude feront l'objet d'une prochaine communication.

(1) M. POLONOVSKI et M. F. JAYLE, *C. R. Soc. biol.*, 129, 1938, p. 457.
(2) M. F. JAYLE, *Comptes rendus*, 211, 1940, p. 574.
(3) M. F. JAYLE, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 33, 1951, p. 876.
(4) M. F. JAYLE, G. BOUSSIER et J. TONNELAT, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 38, 1956, p. 343.
(5) S. GUINAND, J. TONNELAT, G. BOUSSIER et M. F. JAYLE, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 38, 1956, p. 329.
(6) J. MORETTI, G. BOUSSIER et M. F. JAYLE, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 39, 1957, p. 593.
(7) J. MORETTI, G. BOUSSIER et M. F. JAYLE, *Bull. Soc. Chim. biol.*, 40, 1958 (sous presse).
(8) A. MARNAY, J. MORETTI et M. F. JAYLE, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 847.
(9) G. BOUSSIER et G. LÉVY (sous presse).

PARASITOLOGIE. — *Cycle évolutif d'un Nématode Cosmocercide, parasite de Grenouilles malgaches.* Note (*) de MM. **ALAIN G. CHABAUD** et **ÉDOUARD R. BRYGOO**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Rana (*Ptychadena*) *mascareniensis* (D. et B.), Grenouille très abondante dans les jardins de l'Institut Pasteur de Tananarive, héberge très fréquemment dans l'intestin un Nématode Cosmocercide du genre *Aplectana*, dont la description sera publiée ultérieurement.

Le cycle évolutif de cette espèce comprend une phase préinfestante libre, jusqu'au troisième stade larvaire, et une phase parasite dans l'intestin de la grenouille.

A. *Phase libre.* — Les œufs éclosent quelques heures après la ponte. Les larves du premier stade sont de type rhabditoïde. A 30°, la première mue s'effectue aux environs de la 43e heure et la deuxième mue aux environs de la 74e heure. Le troisième stade larvaire filariforme est infestant. A la température du laboratoire, entre 13 et 25°, la première mue a lieu le 3e jour et la deuxième le 6e jour. Le développement des deux premiers stades s'effectue avec très peu d'oxygène, et sans aucune nourriture. Les réserves vitellines, très abondantes chez la larve récemment éclose, se réduisent à des granulations réfringentes dans les cellules intestinales et à huit grosses bulles placées autour de l'anneau nerveux, chez la jeune larve infestante.

Au cours du développement des deux premiers stades, la croissance en longueur est très faible et la largeur du corps diminue notablement. L'œsophage perd son renflement antérieur et s'allonge beaucoup. Des ailes latérales apparaissent après la première mue. Enfin les trois lèvres buccales, bien nettes au premier stade, disparaissent au cours du deuxième stade. La forme infestante a une tête arrondie et une très petite bouche circulaire.

B. *Développement chez l'hôte définitif.* — L'infestation des grenouilles ou des têtards ne se fait pas par voie transcutanée comme la morphologie de la larve infestante le laissait supposer, mais par voie orale. Les têtards, mis en contact avec des larves, les ingèrent en grand nombre, et le développement ultérieur s'effectue rapidement dans l'intestin. La troisième mue s'effectue aux environs du 8e jour (pour des larves longues d'environ 1,5 mm), et la quatrième et dernière mue aux environs du 20e jour (pour des larves longues d'environ 2,2 mm pour les mâles, de 3,5 mm pour les femelles).

A côté de ce développement normal, un nombre assez important de larves (très approximativement une sur dix) quittent l'intestin. Dès les premières heures qui suivent l'infestation, on peut voir des larves engagées dans le cholédoque. Elles atteignent la vésicule bilaire et y meurent, souvent en grand nombre, sans atteindre le quatrième stade. D'autres larves, plus rares, atteignent un viscère (foie ou cœur) et y sont emprisonnées par une réaction cellulaire de l'hôte. Les larves encapsulées, qui sont toujours à un stade très précoce du développement, restent vivantes au moins deux semaines, et peuvent très probablement continuer leur évolution si le têtard ou la grenouille hôte est ingéré par une autre grenouille.

L'infestation des grenouilles adultes semble se faire, soit par persistance de l'infestation du têtard, soit par ingestion de grenouilles jeunes, soit, plus rarement, par ingestion directe de larves infestantes (des grenouilles sacrifiées après qu'elles soient restées deux mois à jeun, dans une eau infestée, présentent quelques larves en cours d'évolution dans l'intestin).

C. *Discussion.* — La biologie des *Cosmocercoidea* de Vertébrés est très mal connue. Il existe cependant un travail [1] qui donne les faits essentiels sur le développement d'une espèce du genre *Cosmocercoides* et la comparaison des deux cycles est intéressante.

Chez *Cosmocercoides* les larves se nourrissent et grandissent pendant la phase libre. Les larves infestantes (l'auteur parle du deuxième stade, mais il s'agit certainement en réalité du troisième stade) sont morphologiquement moins spécialisées que celles d'*Aplectana*. L'infestation se fait également par voie buccale, mais il existe une migration pulmonaire, absente chez notre espèce. Ce fait s'explique bien si l'on admet que chez les *Cosmocercoidea*, comme chez les *Strongyloidea*, la pénétration transcutanée primitive fait place, au cours de l'évolution, à l'infestation orale. La migration pulmo-

naire, indispensable pour les larves qui pénètrent par la peau, devient inutile pour les larves qui pénètrent par la bouche, et la migration pulmonaire, qui ne disparaît que progressivement, lorsque la biologie se spécialise, est un élément archaïque du cycle. La biologie de *Cosmocercoides* apparaît donc, en tous points, comme plus primitive que celle d'*Aplectana.*

Les cycles évolutifs de ces Cosmocercidés sont fondamentalement différents de ceux des Oxyures et de ceux des Ascarides, puisque la vie préinfestante est entièrement libre. Les cycles les plus proches sont ceux de certains Trichostrongylides : par exemple, *Hæmonchus contortus* a, comme *Cosmocercoides*, une infestation buccale et une migration pulmonaire; *Strongylacantha glycirrhiza* a, comme notre *Aplectana*, une vie préinfestante sans alimentation extérieure, et ne semble pas avoir non plus de migration pulmonaire. La tendance à l'acquisition d'un hôte d'attente est bien connue également chez certains Strongylides.

Il est possible de supposer que les deux premières mues sans alimentation représentent une première étape vers les deux mues à l'intérieur de l'œuf, connues chez les Oxyures, ou encore, que l'acquisition d'un hôte d'attente représente une première étape vers l'hétéroxénie des Ascarides primitifs, mais la biologie des *Cosmocercidæ* ne peut cependant pas être assimilée à celle des Oxyures ou des Ascarides.

Les *Cosmocercidæ*, placés habituellement parmi les *Oxyuroidea* en ont été extraits par Chitwood pour être considérés comme des Ascarides primitifs. En suivant cette idée, nous les avons envisagés comme une super-famille distincte, les *Cosmocercoidea*, que nous avons placés entre les *Rhabditis* libres ancestraux et le groupe des *Ascaridoidea-Heterakoidea-Subuluroidea.* La biologie semble être en accord avec la morphologie pour indiquer que les *Cosmocercoidea* forment un groupe primitif et synthétique, qu'il faut placer à la base des Ascarides et des Oxyures.

(*) Séance du 10 mars 1958.
(1) P. D. HARWOOD, *J. Parasit.*, 17, 1930, p. 61.

PARASITOLOGIE. — *Caractères du cycle évolutif d'un* Meloidogyne, *Nématode parasite, des racines de la Tomate* Lycopersicum esculentum *Mill.* Note de M. **Maurice Ritter** et Mme **Raymonde Ritter**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Une espèce de *Meloidogyne* dénommée vulgairement « Anguillule des racines » est très répandue dans la région méditerranéenne française, où elle se montre préjudiciable à diverses cultures maraîchères et florales. Ce Nématode, qui est un parasite obligatoire, se développe aussi sur

un grand nombre de plantes spontanées. En Basse-Provence, les foyers contaminés s'étendent et se multiplient rapidement depuis une dizaine d'années.

Les larves des *Meloidogyne* pénètrent dans les racines de leur hôte où elles induisent la formation de galles; plusieurs générations peuvent se développer ainsi et provoquer une hypertrophie monstrueuse de tout le système radiculaire. Le taux de multiplication du parasite est très élevé : le 15 septembre 1956 nous avons compté, sur des aubergines *Solanum melongena* L. mises en place le 15 mai, 18 500 œufs et larves par gramme de racines, soit cinq millions d'individus par plante.

Au cours de recherches poursuivies aux environs d'Avignon (Vaucluse) durant l'été 1956, nous avons tenté de préciser le nombre des générations qui se sont succédées et la durée des différents stades larvaires, dans les conditions naturelles. Les résultats obtenus se rapportent au développement du parasite chez la Tomate (variété Saint-Pierre).

Technique. — Pour observer les Nématodes, nous avons coloré les racines à la fuchsine acide par trempage pendant 40 s dans une solution de lactophénol bouillant selon une technique dérivée de celle décrite par C. W. McBeth, A. L. Taylor et A. L. Smith (¹). Les parasites sont d'abord observés *in situ* et après dilacération des galles, un certain nombre d'individus sont montés définitivement entre lame et lamelle pour mensuration et contrôle.

Les systèmes radiculaires observés sont prélevés tous les cinq jours dans des séries de plants repiqués tous les dix jours sur un terrain moyennement contaminé.

L'évolution du parasite chez son hôte permet de retrouver les cinq stades de développement classiques des Nématodes, ainsi que diverses formes larvaires caractéristiques qui ne correspondent pas exactement aux mues successives.

Les femelles pondent durant 15 à 20 jours, 250 œufs environ à l'intérieur d'une masse gélatineuse, résistante, externe. Ceux-ci ont une longueur comprise entre 95 et 113 μ (moyenne, 102 μ) et une largeur comprise entre 38 et 53 μ (moyenne, 41 μ).

Le contenu de l'œuf, d'abord uniformément granuleux, se sépare en deux masses arrondies qui se fragmentent rapidement par division cellulaire. Bientôt une larve bien formée et enroulée sur elle-même est observée à l'intérieur et y subit sa première mue. Cette organogenèse a lieu de 3 à 15 jours après la ponte quand le développement est normal; toutefois, lorsque les conditions de milieu sont favorables, l'œuf ne se segmente pas.

Cinq jours après son apparition, la larve filamenteuse éclôt, s'échappe de la masse gélatineuse, et s'installe dans les tissus corticaux de la plante hôte, parallèlement au cylindre central de la racine; elle mesure en longueur 381 à 442 μ (moyenne, 399 μ) et en largeur 12,6 à 14,8 μ (moyenne, 14,2 μ).

Au bout de 3 à 4 jours, le diamètre de la larve augmente et une seconde mue se produit, donnant un individu de forme plus trapue, dont la largeur

atteint progressivement une trentaine de microns, et qui reste enfermé dans la cuticule du stade précédent. Cette forme larvaire est éphémère, la région postérieure du corps devient hémisphérique, mais conserve une fine queue pointue d'environ 40 μ de long.

Cette nouvelle forme a une longueur totale de l'ordre de 460 μ et un diamètre compris entre 45 et 52 μ. Elle se retrouve en grand nombre dans les tissus infestés et elle correspond au troisième stade larvaire. Le parasite conserve cet aspect pendant un temps très variable : de 5 à 15 jours. Les deux dernières mues se succèdent alors rapidement à l'intérieur de l'enveloppe formée par les téguments élastiques des stades précédents.

La jeune femelle qui se dégage mesure environ 600 μ de long et son diamètre qui augmente durant une dizaine de jours (parfois moins) peut atteindre 350 μ. Elle a alors la forme sphérique d'une bombonne à long col et la ponte commence.

Nous n'avons pas obtenu de mâle sur la tomate, tandis que nous en avons observé sur la laitue au mois de juin, et sur diverses variétés de betterave au mois d'octobre. L'espèce présente donc une parthénogenèse facultative.

Dans une série de tomates repiquées le 6 juin et examinées jusqu'au 3 novembre, nous avons pu suivre le développement de quatre générations complètes. Quand nos observations ont débuté, la première avait déjà achevé son cycle sur des plantes sensibles semées en mars. Mais des galles de laitues repiquées le 17 septembre 1956 et examinées le 26 janvier 1957 ne contenaient que des femelles juvéniles n'ayant pas pondu.

La durée totale du cycle évolutif s'est montrée très variable : de 25 à 90 jours selon les conditions climatiques et l'état physiologique des plantes-hôtes.

L'espèce étudiée se rapproche par l'ensemble de ses caractères morphologiques de *Meloidogyne incognita* var. *acrita* Chitwood, 1949 ([2]), toutefois les dimensions des œufs sont nettement supérieures à celles indiquées par l'auteur (82-93 μ pour la longueur et 36-39 μ pour la largeur).

Nos observations sur la première mue larvaire à l'intérieur de l'œuf coïncident avec celles de K. Nagakura ([3]) et J. R. Christie ([4]).

Nous plaçons la deuxième mue avant l'épaississement complet de la larve filamenteuse, en accord avec le premier de ces auteurs et contrairement à la description ultérieure de Christie pour qui les trois mues se succèdent dans la forme larvaire arrondie conservant un rudiment de queue.

La loi de Maupas du troisième stade résistant semble s'appliquer ici, mais ce n'est qu'une forme de conservation dans un végétal, quand les conditions sont défavorables, et non un stade infestant.

([1]) G. W. Mc Beth, A. L. Taylor et A. L. Smith, *Proc. Helm. Soc. Wash.*, 8, 1941, p. 26.

(2) B. G. Chitwood, *Proc. Helm. Soc. Wash.*, 16, 1949, p. 90-104.
(3) K. Nagakura, *Japanese Journal Zool.*, 3, (3), 1930, p. 95-160.
(4) J. R. Christie et G. S. Cobb, *Proc. Helm. Soc. Wash.*, 8, (1), 1941, p. 23-26.

PHYSIOLOGIE BACTÉRIENNE. — *Présence dans les bactériophages d'un agent capable de transformer les bactéries en « protoplastes ».* Note (*) de M. **Jacques Panijel**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Certains phages tels que T 2 *r*, contiennent au niveau de leur enveloppe un agent capable de transformer les bactéries en « protoplastes ». Cette transformation, qui se produit lors des infections à haute multiplicité, peut expliquer certains phénomènes de lyse bactérienne précoce sans production de phages. Les enveloppes protéiques des phages isolées produisent également cette transformation.

Nous avons montré (1) dans une précédente publication et divers auteurs ont ultérieurement confirmé (2), que les lysats phagiques des bactéries induites ou infectées contenaient un agent susceptible de transformer les bactéries en protoplastes. Il importait, alors, de savoir si les phages eux-mêmes contiennent des agents analogues.

Nous avons étudié les phages T 2 *r* actif sur *E. Coli B* et D 4 actif sur *Salmonella enteritidis*. Les deux préparations de phages concentrées et purifiées par plusieurs cycles de centrifugation successifs ne contenaient pas trace d'activité prolysine (3). Les bactéries sont cultivées, soit en bouillon « DIFCO », soit sur milieu synthétique (4) additionné de gélatine (0,01 %). Les essais de transformation en protoplastes sont effectués dans ces mêmes milieux contenant 20 % de saccharose ou bien dans le tampon « Tris » M/15 pH 8 (4) à 20 % de saccharose.

1. *Action de* T 2 *r sur* E. Coli B. — Lorsqu'on fait agir T 2 *r* à haute multiplicité (50 phages par bactérie et au-delà) sur une culture en milieu liquide, on assiste au phénomène bien connu de la lyse précoce sans production de phages (« lysis from without »). Nous avons observé que, si les mêmes infections sont pratiquées en présence de saccharose 20 %, on obtient en 5 à 8 mn à 37°, la transformation des bactéries en « protoplastes » (60 % et au-delà, selon la multiplicité d'infection). Ceux-ci sont relativement stables (1 à 2 H à 4° C), au moins lorsque la multiplicité ne dépasse pas 150 à 200 phages par bactérie et se lysent après dilution dans 2 vol. d'eau, avec apparition d'un effet de viscosité caractéristique (1).

2. *Action de* D 4 *sur* S. Enteritidis. — L'infection de *S. Enteritidis* par des multiplicités élevées de D 4 (jusqu'à 300 phages par bactérie) en milieu nutritif ou non, ne modifie pas sensiblement la morphologie bactérienne

au moins pendant les dix premières minutes : il en est de même en présence de saccharose 20 % ; en milieu nutritif, les densités optiques des suspensions bactériennes restent pratiquement inchangées pendant plus de 1 h (alors que la période latente de D 4 est de 17 mn environ) et la lyse ultérieure se produit lentement avec un mauvais rendement en phages.

Le résultat est très différent si l'infection est suivie de l'addition de « versène » ([5]). L'expérience est pratiquée de la façon suivante. Les bactéries sont infectées en bouillon « DIFCO » : après 5 mn à 37°, au bout desquelles 90 % des phages présents sont adsorbés, la culture est refroidie, centrifugée, lavée à deux reprises par du tampon « Tris » pH 8 M/15. Puis les bactéries sont remises en suspension en tampon « Tris » M/15 avec ou sans saccharose, et de nouveau portées à 37° après addition de 200 μg/ml de versène. A partir de la multiplicité d'infection 30, les suspensions bactériennes sans saccharose subissent, en 8 mn, une lyse croissante avec la multiplicité, tandis que les suspensions en saccharose, beaucoup plus stables, ne lysent de façon notable qu'aux multiplicités dépassant 150 phages par bactérie. Le tableau ci-dessous résume les résultats obtenus (pour-cent de lyse par rapport à un témoin non infecté, mais traité par le versène seul) :

Multiplicité	8.	30.	60.	150.	300.
% de lyse sans sucrose	0	81	80	84	86
% de lyse avec sucrose	2	5	8	20	23

A l'examen microscopique, les bactéries ainsi traitées, sans présenter l'aspect sphérique de « protoplastes », apparaissent beaucoup plus courtes et épaisses que les bactéries normales ; de plus, les suspensions en solution de saccharose se lysent par dilution dans 2 vol. d'eau avec apparition de l'effet de viscosité caractéristique. On a donc vraisemblablement affaire à des formes osmotiquement fragiles, très voisines des protoplastes qui, en se lysant en milieu sans saccharose, reproduisent le phénomène de lyse précoce observé dans le cas du système *E. Coli B*-T 2 *r*.

3. *Localisation de l'agent.* — La nature même des observations ci-dessus induit à penser que l'agent se trouve localisé au niveau des enveloppes extérieures du phage. Les expériences suivantes le confirment. Une suspension concentrée de T 2 *r* est soumise au choc osmotique (le pourcentage de dissociation dépasse 99 %), centrifugée 2 h à 30 000 g de façon à séparer le surnageant riche en A.D.R.N. ([6]) et les enveloppes protéiques (« ghosts ») qui sédimentent. Celles-ci sont remises en suspension dans le milieu de Ringer et traitées, ainsi que le surnageant, par la D. R. N. ase ([7]) en présence de SO_4Mg 2.10^{-3} M pendant 1 h 30 mn à température ambiante ou pendant 18 h à la glacière. On centrifuge alors la suspension d'enveloppes pendant 1 h à 30 000 g et le surnageant pendant 2 h à 30 000 g, on réunit les deux sédiments qu'on remet en suspension dans le même

volume de solution de Ringer que le surnageant et l'on éprouve les deux fractions pour leur aptitude à transformer *E. Coli B* en protoplastes, en 8 mn à 37° en bouillon « DIFCO » à 20 %. On constate ainsi que la fraction des enveloppes retient plus de 85 % de cette aptitude. Avec la multiplicité 40 à 50 on obtient la transformation en protoplastes d'environ 95 % des bactéries présentes; au-delà de cette proportion, les bactéries sont lysées même en milieu avec saccharose 20 %. Avec la multiplicité 25 moins de 60 % des bactéries sont transformées en protoplastes. Les premiers protoplastes apparaissent avec des multiplicités voisines de 10 à 12. Avec des multiplicités plus faibles, on peut vérifier que les bactéries sont tuées sans transformation en protoplastes : l'effet létal qui n'exige en fait qu'une seule enveloppe par bactérie doit donc être distingué de l'aptitude à transformer les bactéries en protoplastes qui exige plusieurs enveloppes par bactérie.

En conclusion, les phages tels que T 2 *r* contiennent au niveau de leurs enveloppes un agent analogue à celui antérieurement mis en évidence dans les lysats phagiques (1).

Or on sait que les bactéries où s'effectue la multiplication des phages tempérés ou virulents synthétisent les constituants phagiques en large excès : en particulier et sans nous prononcer sur les rapports entre les agents étudiés ici et les prolysines, rappelons qu'il en est ainsi pour ces dernières.

On peut donc admettre que l'agent étudié, peut-être identique à « l'enzyme du phage » mis en évidence par Barrington et Kozloff (8), joue aussi bien un rôle dans la lyse par « l'intérieur » qui se produit au terme de la synthèse phagique, que dans la lyse par « l'extérieur » nécessaire pour expliquer la pénétration du matériel phagique dans la cellule. Au surplus, la possibilité d'étendre les phénomènes de lyse précoce (« lysis from without ») à des systèmes bactérie-phage ne les présentant pas dans les conditions usuelles, montre que ces phages diffèrent des autres moins par la nature de leur équipement enzymatique que par les conditions d'accès des dites enzymes à leur substrat.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) J. PANIJEL et J. HUPPERT, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 240.

(2) *Cf.* notamment : F. JACOB, C. R. FUERST et E. L. WOLLMAN, *Ann. Inst. Pasteur*, 93, 1957, p. 724.

(3) J. PANIJEL et J. HUPPERT, *Ann. Inst. Pasteur*, 90, 1956, p. 619.

(4) Trishydroxyméthilaminométhane.

(5) Acide éthylènediamine tétracétique.

(6) A. D. R. N. = acide désoxyribonucléique.

(7) D. R. N. ase = désoxyribonucléase.

(8) L. BARRINGTON et L. M. KOZLOFF, *J. Biol. Chem.*, 223, 1956, p. 615.

MICROBIOLOGIE. — *Recherche et identification des colicines élaborées par quelques sérotypes d'*Escherichia coli *pathogènes pour le nourrisson.* Note (*) de MM. **Yves Hamon** et **Georges Brault**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Les divers lysotypes d'*Escherichia coli* isolés dans les gastro-entérites infantiles peuvent être dénués de pouvoir colicinogène ou bien, au contraire, ils sont capables d'élaborer une ou plusieurs colicines. La recherche de l'état colicinogène ajoute à l'intérêt épidémiologique de la lysotypie.

Nous avons recherché la production de colicine parmi 849 cultures d'*E. coli* des groupes sérologiques O 111 : B 4, O 55 : B 5, O 26 : B 6 et O 119 : B 14 dont les lysotypes avaient été identifiés par P. Nicolle suivant la méthode qu'il a mise au point avec ses collaborateurs ([1]), ([2]).

La recherche du pouvoir colicinogène a été effectuée en déposant une goutte d'une culture sensible (souche K 12 S d'*E. coli*) au contact d'une culture de 48 h, sur une plaque de gélose, des différentes souches examinées, préalablement stérilisées par le chloroforme.

Nous devons signaler que le pouvoir colicinogène des souches disparaît souvent au cours de leur conservation *in vitro*. Il importe donc d'utiliser des cultures récemment isolées pour que les résultats puissent être convenablement interprétés.

Les colicines élaborées ont été ensuite identifiées selon la technique de Fredericq ([3]) qui utilise des mutants spécifiquement résistants à chacune des colicines types.

La distribution du pouvoir colicinogène et des diverses colicines rencontrées parmi les différents lysotypes est résumée dans le tableau I.

L'examen de ce tableau montre que : 1° les colicines produites par les *E. coli* pathogènes pour le nourrisson ne sont pas très variées (4 colicines rencontrées sur les 17 connues); 2° les souches d'un même lysotype peuvent être colicinogènes ou non colicinogènes; 3° la colicine I prédomine parmi les colicines identifiées; 4° certains lysotypes (Tourcoing, Bretonneau) sont fréquemment colicinogènes; d'autres (Lomme, Londres) ne le sont qu'exceptionnellement; 5° certains lysotypes (Sèvres ubiquitaire, Bretonneau, Weiler) élaborent plusieurs colicines différentes; d'autres (Saint-Christopher, Sèvres variété lyonnaise) n'élaborent qu'une ou deux colicines.

En épidémiologie générale, l'état colicinogène est étroitement lié à l'origine géographique de certains lysotypes. Ainsi, les souches du lysotype Sèvres provenant du Nord de la France sont souvent colicinogènes, tandis que les souches du même lysotype originaires des autres régions le sont rarement; les souches du lysotype Tourcoing isolées dans le Nord

de la France élaborent la colicine E 1; celles qui ont été isolées dans la région lyonnaise, produisent la colicine I; au contraire, les souches du lysotype Tourcoing originaires de Grenoble ne sont généralement pas colicinogènes.

En épidémiologie locale, la recherche du pouvoir colicinogène et l'identification des colicines présentent une grande importance : l'étude de 141 souches provenant de 40 foyers épidémiques bien établis, montrent que toutes les souches issues d'un même foyer se trouvent dans le même état colicinogène, défini soit par l'absence du pouvoir colicinogène, soit par l'élaboration d'une ou de deux colicines déterminées.

La recherche du pouvoir colicinogène ne saurait manquer de compléter les données de la lysotypie de ces germes et d'augmenter la précision de cette méthode en épidémiologie.

Nos résultats confirment et étendent à l'ensemble des lysotypes les résultats déjà publiés par Fredericq, Betz-Bareau et Nicolle sur le même sujet (4).

Sérotypes.	Lysotypes.	Nombre de souches non colicinogènes.	Nombre de souches produisant I.	groupe E.	E + I.	B.	E + B.	G.	G + I.	Colicine indéterminée.
O111 : B 4	Sèvres ubiquitaire	96	2	2 (E2)	2 (E2 + I)	2	1	–	–	–
	Sèvres var. lyonnaise	50	14	2 (E2)	–	–	–	–	–	–
	Tourcoing	101	53	24 (E1)	–	–	–	–	–	–
	Bretonneau	25	1	3	6	–	–	33	6	1
O 55 : B 5	Lomme	117	1	–	–	–	–	–	–	–
	Londres	32	–	–	–	–	–	–	–	–
	Béthune	58	11	–	–	2	–	–	–	–
	Saint-Christopher	3	17	–	–	–	–	–	–	–
	Weiler	5	15	2	1	2	–	–	–	–
	Jérusalem	7	–	–	–	–	–	–	–	–
	Finlande	1	2	–	–	–	–	–	–	–
O 26 : B 6	Birmingham	45	–	2 (E2)	1	3	5 (?)	–	–	–
	Warwick	38	–	–	–	3	1	–	–	–
O119 : B 14	–	39	–	–	12	–	–	–	–	–
	Total	617	116	35	22	12	7	33	6	1

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) P. Nicolle, L. Le Minor, R. Buttiaux et P. Ducrest, *Bull. Acad. Nat. Méd.*, 1952, nos 24-25, p. 480 et no 26, p. 483.

(2) P. Nicolle, L. et S. Le Minor et R. Buttiaux, *Zbl. f. Bakt.*, I. O., 168, 1957, p. 512.

(3) P. Fredericq, *Bull. Acad. Méd. Belgique*, 18, 1953, p. 126.

(4) P. Fredericq, M. Betz-Bareau et P. Nicolle, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 2039.

(*Institut Pasteur, Service des Bactériophages.*)

MICROBIOLOGIE DU SOL. — *Influence des enfouissements de paille sur l'activité biologique globale d'un sol.* Note (*) de Mme **Ginette Simon-Sylvestre**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Lors des enfouissements directs de pailles dans le sol, il se produit une augmentation du nombre et de l'activité des microorganismes, ainsi que l'indiquent la numération de la flore totale et les mesures de dégagements de CO_2.

L'enfouissement direct des pailles, pratique culturale préconisée depuis quelques dizaines d'années pour maintenir le niveau humique des terres, a déjà suscité tant en France qu'à l'étranger, de nombreuses recherches faites le plus souvent dans un but agricole. L'étude microbiologique de la question a été moins approfondie. Le but de cette Note est de préciser l'influence de cet apport de paille sur l'activité biologique globale d'un sol.

Deux grammes de paille de blé, finement broyée, ont été mélangés intimement à 100 g de terre argilocalcaire des environs de Versailles et le tout, mis à l'étuve à 28°, est maintenu à une humidité constante de l'ordre de 30 % pendant toute la durée des expériences.

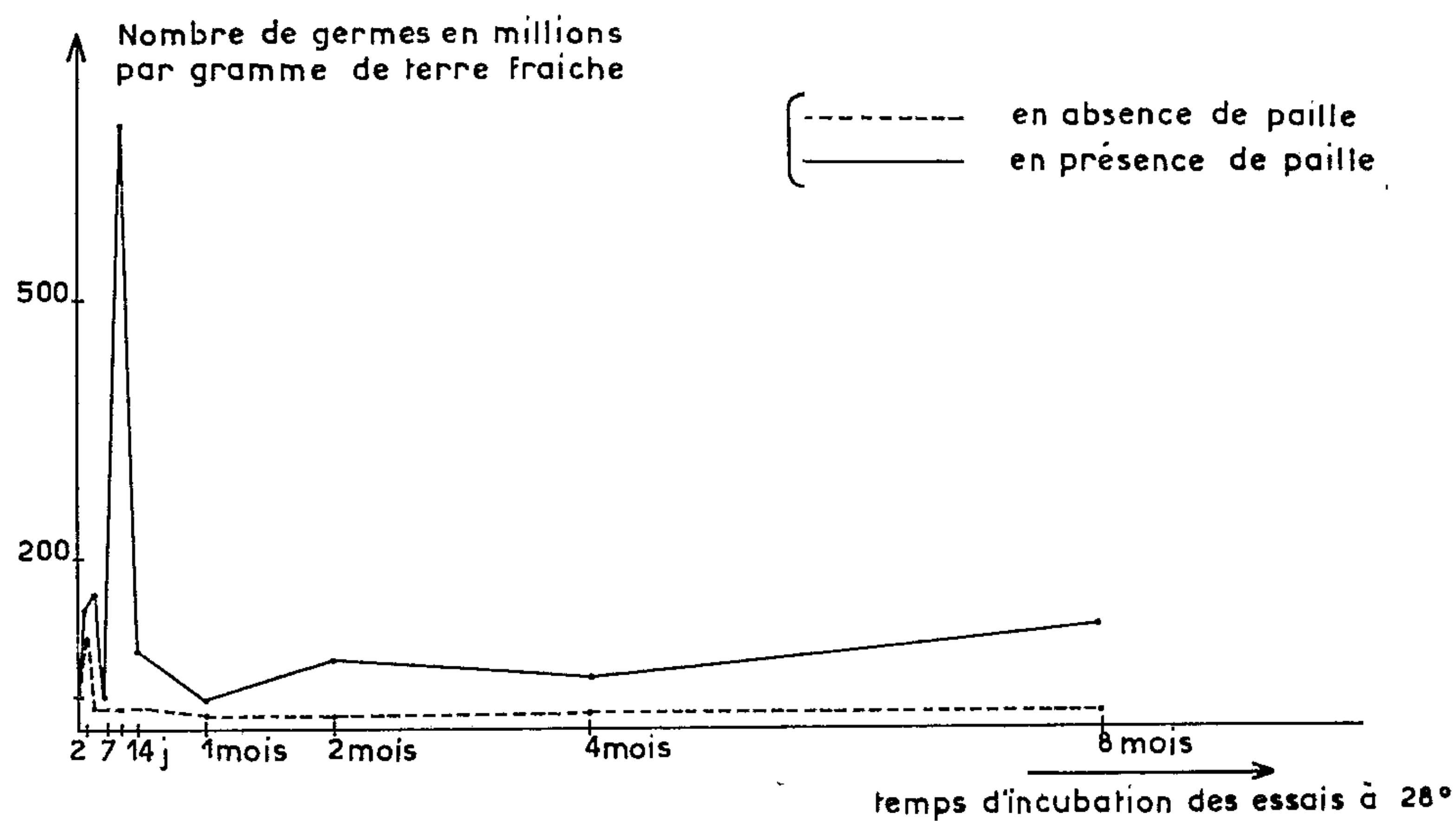
En premier lieu, nous avons fait une estimation de la flore totale. Les ensemencements sont faits à dates fixes, avec des suspensions dilutions de terre dans un milieu liquide d'extrait de terre ([1]). Statistiquement, d'après le nombre de tubes positifs (c'est-à-dire là où il y a eu culture) on peut, avec la table de Mac Grady, connaître le nombre de germes présents par gramme de terre.

Millions de germes par gramme de terre fraîche.

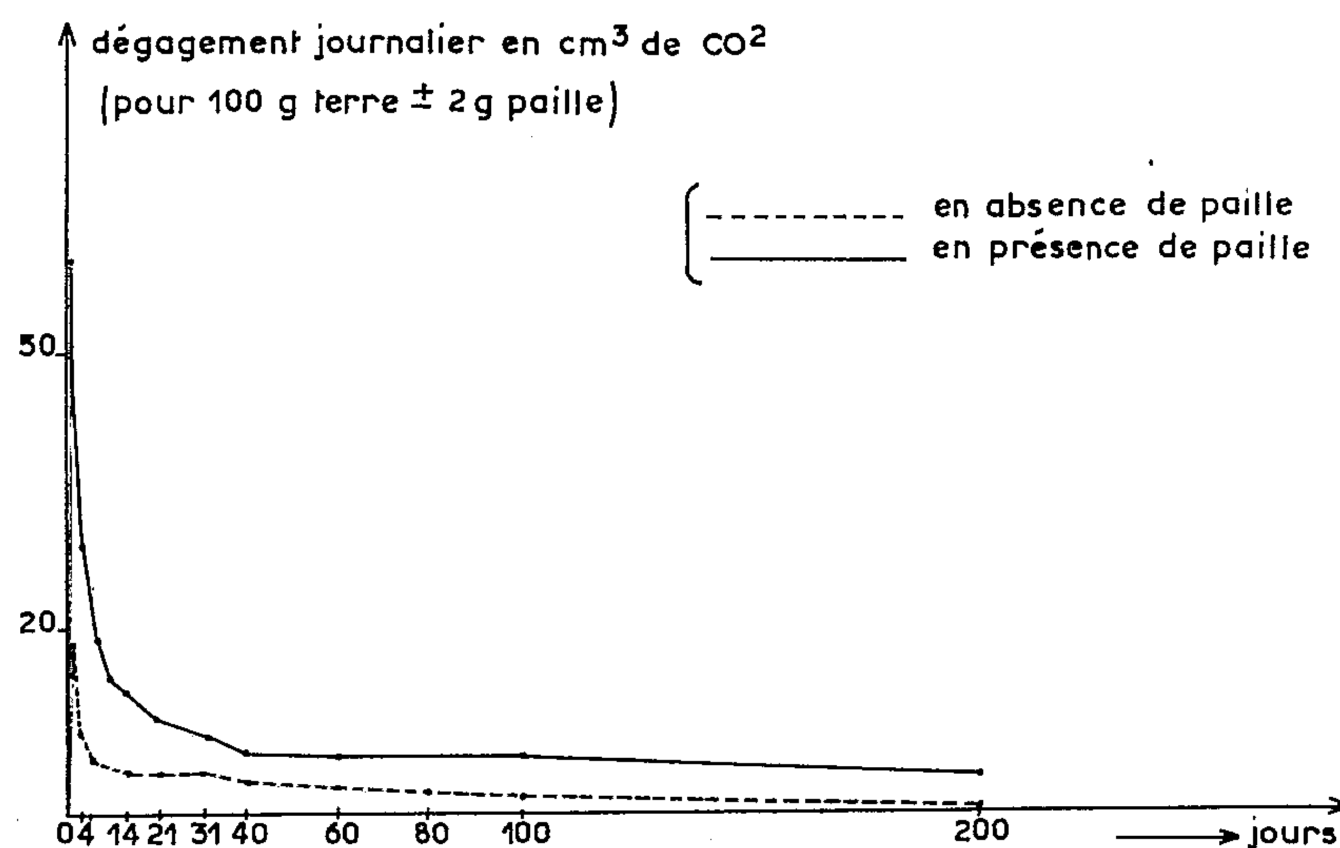
Temps d'incubation des essais à 28°.	En absence de paille.	En présence de paille.
0 jour	35	–
1 »	40	45
2 jours	110	140
4 »	25	160
7 »	–	35
10 »	25	700
14 »	25	90
1 mois	13	35
2 »	13	80
4 »	17	60
8 »	17	120

Dès le surlendemain de la mise en incubation des essais, nous assistons à un accroissement du nombre de germes, sans doute dû aux conditions favorables de température et d'humidité dans lesquelles sont placés les essais.

Cette augmentation est d'ailleurs plus marquée en présence de la paille qui représente une source d'énergie pour les microorganismes et qui, par suite, entraîne un développement plus important de ceux-ci.



Par la suite, en absence de paille, la numération de la flore reste à peu près constante tout au long des huit mois que dure l'expérience. Il n'en



est pas de même en présence de paille : un deuxième maximum apparaît vers le 10e jour, puis ensuite la flore totale se maintient à peu près stationnaire, mais à une valeur nettement supérieure à celle trouvée en absence

de paille. Ce maximum pourrait être provoqué par le développement passager d'une certaine flore qui attaquerait certains constituants de la paille ou certains produits de dégradation de celle-ci. La présence de cette flore n'apparaît pas dans les mesures de dégagement gazeux, car son action ne doit pas conduire à une dégradation complète, c'est-à-dire jusqu'au stade CO_2.

Parallèlement à cette numération, des mesures de dégagement de CO_2 ont été faites avec un analyseur de gaz, type O.N.E.R.A., tous les jours au début de l'enfouissement, puis ensuite à des intervalles plus espacés au fur et à mesure que les dégagements diminuaient d'importance.

Dans les premiers jours qui suivent l'addition de paille au sol, les dégagements sont importants [ce qui a déjà été observé par plusieurs auteurs ([2])], puis ensuite ils diminuent progressivement tout en restant beaucoup plus élevés en présence de paille.

Dégagements journaliers en millilitre de CO_2
(pour 100 g de terre ± 2 g paille).

	En absence de paille.	En présence de paille.
Entre 0 et 1 jour	11,5	59,4
» 1 et 2 jours	18,1	46,2
» 2 et 4 »	8,2	28,9
» 4 et 7 »	5,5	18,7
» 7 et 10 »	6,6	14,3
» 10 et 14 »	4,5	13,2
» 14 et 21 »	4,9	9,9
» 21 et 31 »	4,1	8,4
» 31 et 40 »	3,3	6,4
» 40 et 60 »	2,9	6,2
» 60 et 80 »	2,1	–
» 80 et 100 »	1,8	6,4
» 100 et 199 »	0,40	4,0

D'après ces chiffres et les courbes correspondantes nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

— Il existe une concordance entre les deux méthodes, habituellement utilisées pour évaluer l'activité globale d'une terre : numération de la flore totale et mesures de dégagement de CO_2, ce qui a d'ailleurs déjà été souvent signalé.

— L'addition de paille à un sol entraîne, d'autre part, une augmentation du nombre et de l'activité des microorganismes, vraisemblablement de ceux spécialisés dans l'attaque de la cellulose, constituant essentiel de la paille.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) Méthode indiquée dans le *Traité de microbiologie des sols* par J. Pochon et Mlle H. de Barjac, 1958.

(2) Gooding et Mac Calla, *Soil Science Society proceedings*, 1945, p. 185.

(3) Starkey, *Soil Science*, 17, p. 293-314.

A 15 h 30 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

M. le **Président**, au nom de la Commission chargée de dresser la liste des candidats à la place de Membre de la Division des Applications de la science à l'industrie, vacante par la mort de M. *Robert Esnault-Pelterie*, présente la liste suivante :

En première ligne.............	M. **André Léauté**.
En deuxième ligne, ex-æquo *et par ordre alphabétique*..........	MM. **Paul Bastien**. **Jacques Pomey**. **Maurice Ponte**.
En troisième ligne.............	M. **Pierre Ailleret**.

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu en la prochaine séance.

La séance est levée à 16 h 50 m.

R. C.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 13 janvier 1958.)

Note présentée le même jour, de M[lle] *Janine Dardart,* Influence de la préillumination sur la synthèse des glucides libres dans les feuilles de *Bryophyllum Daigremontrianum* Berger :

Page 302, tableau II : 9e ligne, 10e colonne, *au lieu de* 2,03, *lire* 0,3 ; 10e ligne, 8e colonne, *au lieu de* 0,05, *lire* 0,5 ; 11e ligne, 9e colonne, *au lieu de* 13,5, *lire* 1.

(*Comptes rendus* du 10 février 1958.)

Note présentée le même jour, de M. *François Picherit,* Analyseur polarimétrique à double sonde pour la bande des 10 000 MHz :

Page 911, dans le titre, *au lieu de* 1000 MHz, *lire* 10 000 MHz.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de février 1958.

Plantes alimentaires et vie agricole de l'Afrique noire. Essai de phytogéographie alimentaire, par Raymond Schnell. Préface de Raoul Combes. Paris, Éditions Larose, 1957; 1 vol. 25 cm.

La minéralogie et la géologie, par Arthur Birembaut, in *Histoire de la science des origines au XXe siècle*. Paris, Encyclopédie de la Pléiade, s. d.; 1 fasc. 17 cm.

De la géométrie combinatoire et de la construction combinatoire des polytopes, par Matthias Matschinski, in *Bulletin de l'Académie royale de Belgique* (Classe des sciences), 1957; 1 fasc. 25 cm.

Henry Norris Russell 1877-1957, by F. J. M. Stratton, in *Biographical Memoirs of Fellows of the Royal Society*, vol. 3, 1957; 1 fasc. 25,5 cm.

Radiosondages du gradient de potentiel et de la conductibilité électrique de l'air, par Jean Lugeon et Max Bohnenblust, in *Annales de la station centrale suisse de Météorologie* (1956). Zurich, City-Druck, 1957; 1 fasc. 30,5 cm.

Hypothèse du continu, par Waclaw Sierpinski. Second edition. New York, Chelsea publishing Company, 1956; 1 vol. 21 cm.

Les mathématiques en Pologne, par Waclaw Sierpinski, in *Glasnik matematicko-fizicki i astronomski*, serija II, T. 12, 1957. Zagreb, Ognjen Prica; 1 fasc. 24 cm.

Les mathématiques et le raisonnement plausible, par George Pólya. Préface par Louis Couffignal. Traduit de l'anglais par Robert Vallée. Paris, Gauthier-Villars, 1958; 1 vol. 24 cm.

Species Plantarum, by Carl Linnaeus. A Fac-simile of the first edition 1753. Vol. I, with an introduction by W. T. Stearn. London, The Ray Society, 1957; 1 vol. 22 cm.

The Bladder Campions (*Silene maritima and S. vulgaris*), by E. M. Marsden-Jones, W. B. Turrill. London, Printed for the Ray Society, 1957; 1 vol. 22 cm.

Teoretitcheskie osnovy releĭnoĭ zachtchity vysokovol' tnykh setei, par G. I. Atabekov. Moscou, 1957; 1 vol. 27 cm.

Contribution à l'étude de la conservation des grains, par Jean-Marius Gatheron, André Lynen, Henri Nuret, Pierre Schribaux. Paris, Ministère de l'Agriculture, Office national interprofessionnel des céréales. Service technique, 1953; 1 fasc. 27 cm.

Histoire de la Science. Des origines au XXe siècle, in *Encyclopédie de la Pléiade*, publié sous la direction de Maurice Daumas. Paris, Gallimard, 1957; 1 vol. 18 cm.

Congrès géologique international. *Lexique stratigraphique international.* Vol. V. *Amérique latine*, fasc. 7. *Chilie*, par Robert Hoffstetter, Humberto Fuenzalida, Giovanni Cecioni, avec la collaboration de Walter Biese, R. Cortès, José Corvalán, Pablo Grœber, Jorge Muñoz Cristi, Osvaldo Wenzel. Paris, Centre national de la recherche scientifique; 1 vol. 21,5 cm (en langue espagnole).

Chile. Mafa geologico, por SEGÚN J. MUÑOZ CRISTI, H. FLORES WILLIAMS, etc. 2 pl. 73 × 109 cm.

Théorie générale des jeux à n personnes, par C. BERGE, in *Mémorial des Sciences mathématiques*, fasc. CXXXVIII. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Frottement et échanges thermiques dans les gaz raréfiés, par F. MARCEL DEVIENNE. Préface de EDMOND BRUN. Paris, Gauthier-Villars, 1958; 1 fasc. 24 cm.

La spectroscopie en radiofréquences. Réunions d'études et de mises au point tenues sous la présidence de LOUIS DE BROGLIE, par ALFRED KASTLER, PIERRE GRIVET, JEAN BROSSEL, EDMOND ARNOUS, JEAN-CLAUDE PEYROULA, MAURICE LÉVY, M[lle] GINETTE BERTHET, FRANÇOIS LURÇAT, RENÉ FREYMANN, ADRIANO GOZZINI. Préface d'A. ABRAGAM. Paris, Éditions de la *Revue d'optique théorique et instrumentale*, 1957; 1 fasc. 24 cm.

The Cosmic radiation, by J. E. HOOPER, M. SCHARFF. London, Methuen and Co, New York, John Wiley and Sons, 1958; 1 vol. 17 cm.

A Ciba foundation Symposium. *Chemistry and Biology of Mucopolysaccharides*, by G. E. W. WOLSTENHOLME and MAEVE O'CONNOR. London, J. and A. Churchill, 1958; 1 vol. 24 cm.

Auguste Pomel, démocrate et savant, 1821-1898, par ROLAND VILLOT. Oran, L. Fouque, 1957; 1 vol. 25,5 cm.

Cours du Conservatoire national des arts et métiers. *Leçons sur les plastiques*, par PIERRE DUBOIS. Livre I. *Matériaux de la plastochimie et de la plasturgie*. Notes du Professeur. Paris, Éditions scientifiques Riber; 1 fasc. multicopié 30 cm.

Proceedings of the Symposium on prestressed concrete and composite beams. Science Council of Japan, Tokyo, 1955; 1 fasc. 25,5 cm.

Proceedings of the symposium on safety of structures. Science Council of Japan, Tokyo, 1956; 1 fasc. 25,5 cm.

Report on the activities of the Danish atomic energy, Commission up to 31 march 1957; 1 fasc. multicopié 30 cm.

Carte tectonique de Madagascar à l'échelle du 1/2 500 000[e], par HENRI BESAIRIE, d'après les travaux du Service géologique et de la Société des Pétroles de Madagascar, 1957; 1 pl. 74 × 61 cm.

Madagascar. Essai de carte géomorphologique à l'échelle du 1/100 000[e], par HENRI BESAIRIE, avec la collaboration de CHARLES ROBEQUAIN. Feuilles du *Nord*, du *Centre*, du *Sud*. Madagascar, Service géologique 1957; 3 pl. 87 × 61 cm.

Tables de constantes et données numériques. 7. Constantes sélectionnées. Diamagnétisme et paramagnétisme, par GABRIEL FOËX. *Relaxation paramagnétique*, par C. J. GORTER et L. J. SMITS.Paris, Masson, 1957; 1 vol. 27,5 cm.

Précis d'énergie nucléaire, par GILBERT-MOÏSE CAHEN et PIERRE TREILLE. Préface de FRANCIS PERRIN. Deuxième édition. Paris, Dunod, 1958; 1 vol. 21 cm.

Bibliothèque scientifique. 30. Humanité et subsistances, par ANDRÉ GUERRIN. Préface de ROGER HEIM. Paris, Dunod, et Neuchâtel, Éditions du Griffon, 1957; 1 vol. 23 cm.

Les piles atomiques à neutrons lents, par JACQUES MAURIN. Paris, Dunod, 1958; 1 vol. 17 cm.

Colloques internationaux du Centre national de la recherche scientifique. LXIII. *Les botanistes français en Amérique du Nord avant* 1850. Paris, 11-14 septembre 1956.

Extrait. *Le premier explorateur de Terre-Neuve et des îles Saint-Pierre et Miquelon : Bachelot de La Pylaie* (1786-1856), par JEAN-F. LEROY. Paris, C. N. R. S., 1957; 1 fasc. 22,5 cm.

Institut national de la Statistique et des études économiques. *Annuaire statistique de la France* 1957; 63e volume. Nouvelle série n° 5. Paris, Imprimerie nationale et Les Presses universitaires de France, 1957; 1 vol. 27,5 cm.

Annalen van de Sterrewacht te Leiden. Deel XVIII. *Absolute declinations of* 1493 *stars from azimuth observations*, by G. VAN HERK. Staatsdrukkerij-en Uitgeverijbedrijf 1957; 1 fasc. 29,5 cm.

(*A suivre.*)

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 24 MARS 1958.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Henri Humbert** signale à l'Académie la présence de M. **Pierre Dansereau**, Directeur de l'Institut Botanique et Doyen de la Faculté des sciences de l'Université de Montréal (Canada). M. le Président lui souhaite la bienvenue et l'invite à prendre part à la séance.

BIOLOGIE. — *La société de* Calotermes flavicollis (*Insecte Isoptère*), *de sa fondation au premier essaimage.* Note (*) de MM. **Pierre-P. Grassé** et **Charles Noirot**.

Nous avons procédé à la fondation de 250 sociétés de *Calotermes flavicollis* à partir de couples ailés prélevés directement dans la termitière, à Banyuls-sur-Mer (Pyrénées-Orientales). En dépit de la suppression du vol d'essaimage et de la promenade nuptiale, la fondation s'effectue normalement, si les ailés sont sexuellement mûrs. La présente Note concerne l'évolution de la société et non le comportement individuel.

Les élevages ont été effectués en tubes percés, selon la technique que nous utilisons depuis près de 20 ans, à une température constante de $25° C \pm 1$.

1. Ponte. — Le laps de temps qui s'écoule entre la mise en tube du couple reproducteur et la ponte du premier œuf varie dans d'assez larges limites; le minimum est de 18 jours, le maximum est d'une appréciation difficile (sexués mangeant leurs premiers œufs; déficience physiologique de la femelle). La durée normale, dans les conditions d'élevage, entre la fondation et l'émission du premier œuf paraît être de 20 à 25 jours.

Le dénombrement des œufs pondus pendant la première période d'activité sexuelle est malaisé à cause de l'oophagie, pratiquée couramment par le couple royal, et la difficulté d'observer *tous* les œufs. Pour cette raison nous préférons nous référer au nombre d'individus éclos, bien plus

qu'à celui des œufs produits. Le nombre maximum des *Calotermes* appartenant à la première couvée est de douze.

2. Durée du développement embryonnaire. — La durée du développement embryonnaire, évaluée en prenant pour point de départ le premier œuf et pour terme le premier nouveau-né, est de 50 à 60 jours. Cette évaluation est approximative, car il n'est pas possible de marquer le premier œuf et l'on ne peut affirmer que celui-ci n'est point consommé par le couple royal; c'est sans doute à l'oophagie qu'il faut attribuer le long laps de temps (jusqu'à 92 jours) qui sépare quelquefois l'émission du premier œuf de l'éclosion de la première larve.

Les *Calotermes*, et croyons-nous tous les Termites, déplacent très souvent leurs œufs et les lèchent beaucoup (l'augmentation du volume des œufs, au cours de leur développement, tient peut-être à l'absorption de salive par l'œuf, car le gonflement est dû à une accumulation de liquide et non de gaz).

3. Développement de la première couvée. — Les larves appartenant à la première couvée, dans nos élevages, n'ont pas dépassé la douzaine.

Elles sont morphologiquement semblables entre elles aussi longtemps qu'elles ne se transforment pas en soldats. Nous caractérisons les stades successifs par la largeur de la tête. Jusqu'au 5e, les stades successifs ne sont pas trop difficiles à reconnaître; au-delà, la distinction devient très malaisée et ne peut se faire sur des sujets vivants. Nous indiquerons ailleurs les causes qui rendent la distinction difficile à établir.

Le tableau indique les dimensions et la durée des divers stades.

	Larve					
	I.	II.	III.	IV.	1er soldat-blanc.	1er soldat.
Durée du stade (jours)......	11-13	13-18	16-32	30-50	14	600
Largeur de la tête (mm)...	0,55-0,61	0,71-0,82	0,89-0,98	1,03-1,10	0,98-1,01 (*)	0,97-1,25

(*) Mesures portant sur deux individus seulement.

Certains chiffres appellent une explication; si les deux premiers stades paraissent avoir une durée passablement fixe, les stades 3 et 4 manifestent une variabilité beaucoup plus grande. A partir du stade 3, les larves de *Calotermes* (1) se nourrissent en grande partie par elles-mêmes étant devenues capables de ronger le bois et ayant acquis une faune symbiotique complète. A des aliments concentrés (salive et aliment proctodéal) se substitue partiellement un aliment plutôt pauvre, le bois, et la croissance dépend alors de la quantité de cet aliment ingéré, c'est-

à-dire du comportement même de l'Insecte. Les soins qu'elles donnent au couple royal et le renversement de leur situation « trophique » à l'égard de celui-ci placent les « larves sevrées » dans une situation alimentaire plutôt précaire et variable en fonction des rapports sociaux.

4. APPARITION DU PREMIER SOLDAT. — Dans 65 % de nos élevages, une des larves composant la première couvée mue en soldat-blanc. Suivant les colonies, ce soldat-blanc provient, soit d'une larve du 2ᵉ stade, soit d'une larve du 3ᵉ. Pour le 2ᵉ stade, la filiation a pu, *à plusieurs reprises*, être suivie *de visu* de bout en bout et ne peut être mise en doute : le soldat-blanc se montre au bout de 23-28 jours, après la première éclosion dans la société naissante, laps de temps correspondant *très exactement* à la durée des 1ᵉʳ et 2ᵉ stades larvaires.

Dans d'autres colonies, les soldats-blancs n'apparaissent qu'au bout de 40 à 50 jours. Nous ne savons pas alors, en toute certitude, s'ils proviennent de larves du 2ᵉ ou du 3ᵉ stade. En effet, si en général, le premier soldat semble issu d'une des larves les *plus âgées* de la colonie, il est des cas où il provient de la transformation d'une des *jeunes larves* de la colonie. Voici un exemple précis de cette deuxième éventualité :

Dans une société comprenant, le 2 février, le couple royal, deux larves du 2ᵉ stade, une larve du 3ᵉ et deux larves du 4ᵉ, un soldat-blanc apparaît le 10 du même mois. La société se compose alors de : une larve du 3ᵉ stade, trois du 4ᵉ, ce qui implique la transformation d'une larve du 2ᵉ stade en soldat-blanc.

Le stade soldat-blanc, sous l'entière dépendance trophique de la société, dure 14 jours; la constance de ce temps s'explique par le fait que le soldat-blanc, objet des soins de ses congénères, reçoit toujours en abondance des aliments élaborés.

5. LA PONTE AU COURS DE LA PREMIÈRE COUVÉE ET SA REPRISE. — Le rythme de la ponte nous est donné par celui des éclosions. D'abord, rapide (on trouve, à la fois, jusqu'à neuf larves du stade I), il se ralentit. La ponte, selon les sociétés, s'échelonne sur 20 à 50 jours. Sa durée moyenne est de 30-35 jours.

La reine, après une période de repos ovarien, se remet à pondre. La pause varie de 10 à 40 jours, pour des raisons inconnues de nous. Elle cesse *souvent* quand apparaît le premier soldat, mais nous avons observé plusieurs colonies où la ponte avait recommencé avant même que n'eût apparu le premier soldat-blanc. Nous avons montré dans les lignes qui précèdent qu'aucune corrélation n'existe entre la nouvelle ponte et la différenciation du soldat (soldat-blanc ou soldat parfait), puisqu'une première couvée peut être dépourvue de soldat.

L'état de la société ne conditionne pas étroitement l'activité ovarienne de la reine. En effet, la nouvelle ponte se produit dans des sociétés de

composition différente, où toutefois les larves ne dépassent pas le stade IV; dans certains élevages, les quatre premiers stades sont présents, dans d'autres seulement les trois premiers. Enfin, la ponte peut reprendre en l'absence de larves, en voici un exemple : une colonie (n° 35) a fourni une seule larve viable qui s'est transformée en soldat; 15 jours après la mue ayant donné celui-ci, on dénombrait neuf œufs dans le tube d'élevage. Par la suite, la société s'est normalement développée; elle est encore prospère et âgée de trois ans et demi. Dans le cas de la colonie n° 35, le couple royal bien qu'ayant à sa charge la nourriture du soldat (qui ne peut s'alimenter par lui-même) a cependant pu exercer normalement ses fonctions reproductrices.

D'autre part, le couple royal n'est pas sous la dépendance alimentaire absolue de sa progéniture; les sexués conservent leurs Flagellés symbiotiques pendant des années (jusqu'à trois ans et demi) et sont ainsi capables de digérer le bois qu'ils consomment. Ajoutons que le roi et la reine des *Calotermes*, pendant très longtemps, se nourrissent par eux-mêmes, rongent et mangent le bois à la manière des larves âgées.

6. Évolution ultérieure de la colonie. — La reprise de la ponte se situe, suivant les colonies, entre trois et cinq mois à compter du début de la fondation. La jeune société se compose alors d'une douzaine d'insectes au maximum, et son développement ultérieur est lent. Au bout d'un an, nous avons dénombré 55 individus dans l'élevage le plus populeux, mais des chiffres bien inférieurs ont été relevés dans d'autres colonies paraissant être, pourtant, en bonne santé (assez souvent, entre 20 et 30 animaux). De nombreux facteurs peuvent limiter la croissance de la population : altération du bois alimentaire, quantité insuffisante de celui-ci, accumulation des excréments. Il est difficile de maintenir longtemps les conditions optima d'élevage, car pour remédier aux facteurs défavorables, il faut transférer la jeune colonie dans un nouveau tube d'élevage, avec du sable propre et du bois sain; le changement de milieu *retentit certainement sur les insectes.*

Ultérieurement, un autre facteur limitant semble intervenir, c'est l'espace dont disposent les Termites; au-delà d'une centaine d'individus, les tubes que nous utilisons (22 × 220 mm) offrent à la société un espace réduit qui freine son expansion.

Bien que l'accroissement numérique normal de la termitière soit, pour ces causes, difficile à préciser, les principaux aspects de la différenciation des castes ont pu être observés.

a. Différenciation des nymphes ([2]) *et des imagos.* — Pendant longtemps, les Termites qui composent la jeune société ne montrent *aucune trace d'ébauches alaires.* Dans nos élevages, cet état persiste le plus souvent pendant deux ans au moins. La plupart des colonies, examinées 22

à 24 mois après la fondation, ne contenaient aucune nymphe, pour une population totale dépassant souvent la centaine. Les premières nymphes apparaissent peu après, et la mue imaginale a lieu 3 à 5 mois plus tard. Mais d'une société à une autre, le délai d'apparition des nymphes et des imagos varie beaucoup. Ainsi, nous avons observé des nymphes dans une colonie âgée de 18 mois; dans une autre, la mue imaginale était en cours à 23 mois, et plusieurs colonies n'ont produit des ailés qu'au bout de 36 à 37 mois.

Ces variations ne sont pas en rapport direct avec la croissance numérique de la population, puisque les nymphes peuvent se différencier *de bonne heure* dans une société peu nombreuse, ou apparaître *tardivement* dans une colonie très populeuse. S'il existe un nombre limite au-dessous duquel la différenciation n'a pas lieu, il doit être très faible car nous avons observé la mue imaginale dans un élevage ne comptant que 25 individus au total. En revanche, des sociétés du même âge, composées de plus de 100 Termites ne possédaient encore *aucune nymphe.*

A la faveur d'observations, peu nombreuses il est vrai, nous nous demandons si la présence des reproducteurs imaginaux fonctionnels n'exerce pas un certain effet inhibiteur sur la formation des nymphes et des imagos; en effet, les deux colonies très précoces citées plus haut avaient été rendues orphelines, l'une avait perdu son couple imaginal, l'autre seulement sa femelle à une date indéterminée. La nette avance prise par ces deux sociétés dans la différenciation nymphale a-t-elle quelque rapport avec l'orphelinage ? Nous ne pouvons actuellement que poser la question. En vérité, nous connaissons mal les facteurs qui contrôlent le polymorphisme du *Calotermes*, tant dans la formation des ailés parfaits que dans celle des soldats.

b. Différenciation des soldats. — Un soldat, avons-nous dit, apparaît au sein de la première couvée dans 65 % des colonies; dans les autres, il se montre le plus souvent dans les mois qui suivent. La société reste longtemps avec son unique soldat (qu'il provienne ou non de la première couvée) : sur 53 élevages examinés 12 à 15 mois après la fondation, nous avons relevé : 7 élevages sans soldat, 5 avec 2 soldats, 41 avec un seul. La population, lors de l'apparition du deuxième soldat, paraît être de composition très variable; ainsi, les cinq colonies à deux soldats comptaient une population totale de 19 à 56 insectes; les termitières de même âge à un seul soldat avaient une population totale atteignant au maximum 51 individus; quant aux colonies sans soldats, elles étaient peu peuplées (10 à 14 individus). La relation entre le nombre total d'insectes et le nombre des soldats est donc très variable. Il en est de même dans la suite du développement. Sur des colonies âgées de 2 à 3 ans, nous obtenons une proportion globale de 5,3 soldats pour 100 individus (moyenne de 41 colo-

nies), mais pour les colonies considérées isolément, la proportion varie entre 8,6 et 1,9 %.

Comme nous l'avons établi plus haut, le soldat de la première couvée est issu d'une larve du 2e ou du 3e stade. Cette origine semble générale pour le *premier* soldat, même lorsqu'il se montre tardivement. Ce premier soldat, outre ses dimensions réduites, a des caractères particuliers dont les plus constants sont les suivants : 12 articles antennaires, pronotum plus étroit que la tête. La tête est plus courte que celle des soldats normaux, plus ou moins globuleuse, et non rectangulaire, et les mandibules, assez grêles, sont proportionnellement plus longues. Ce soldat nain montre une assez forte variabilité qui ne permet pas de distinguer les individus issus de larves du stade II ou du stade III. D'après nos observations, un seul soldat de ce type est présent dans la société débutante.

Les soldats formés ultérieurement se différencient à partir de larves plus âgées, et se rapprochent du type normal, tant par la taille que par la morphologie. Comme nous l'avions déjà signalé ([3]), ils dérivent de larves de plus en plus avancées, au fur et à mesure que la colonie se développe; en effet, les premiers soldats, formés après le petit soldat initial, ont 13 articles antennaires, et sont un peu plus petits que les suivants, dont les antennes comptent 14 articles comme la plupart des soldats des colonies adultes. Nous ne pouvons préciser l'origine exacte de ces soldats, mais nous savons qu'ils peuvent provenir de stades larvaires variés ([3]).

Le petit soldat initial vit longtemps. Dans les sociétés âgées de 2 ans, il est le plus souvent encore présent, mais disparaît peu après; exceptionnellement, nous l'avons vu survivre dans deux colonies âgées de 31 mois. Les colonies de 2 ans contiennent généralement tous les types de soldats, c'est-à-dire pourvus de 12, 13 ou 14 articles antennaires.

Voici quelques observations qui font entrevoir la complexité du déterminisme des castes. Le soldat nain provenant d'une larve très jeune (stade II ou III) apparaît *seulement* dans la jeune société, mais il peut s'y différencier assez tard, alors que des larves âgées sont déjà présentes. Pour quelle raison le premier soldat est-il issu d'une très jeune larve, et pour quelle raison est-il le seul à avoir cette origine ? Il y a plus, lorsque le soldat nain est supprimé expérimentalement peu après son apparition, il est remplacé par un soldat du *même type* (cinq expériences, toutes positives); dans un de nos élevages, nous avons pu obtenir *deux fois de suite* le remplacement du soldat nain initial. Ces expériences, quoique peu nombreuses, indiquent clairement une *régulation sociale* : le soldat nain est un élément caractéristique de la société naissante unique dans les conditions normales. Il tend à être remplacé par un individu du même type s'il vient à disparaître prématurément.

Ce mécanisme régulateur ne joue pas dans les sociétés plus âgées (sans

doute à partir de 20 mois), ou plutôt, il fait place à une régulation différente, assurant la production de soldats de plus grande taille. Nous avons déjà signalé l'absence d'une corrélation étroite entre le nombre total d'individus et la différenciation des castes. Certes, dans la jeune société le nombre des Insectes joue vraisemblablement un rôle, mais il n'est sûrement pas le seul facteur intervenant dans la formation des soldats. On peut seulement affirmer qu'il existe, dans les sociétés naissantes de *Calotermes*, et de bien d'autres espèces de Termites, des conditions particulières déterminant l'apparition d'un soldat nain et inhibant le développement imaginal.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) P.-P. Grassé et Ch. Noirot, *Bull. Biol. Fr.-Belg.*, 79, 1945, p. 1-20.

(2) Rappelons que chez les Termites on appelle « nymphe » un Insecte pourvu de fourreaux alaires, quelle que soit la longueur de ceux-ci.

(3) P.-P. Grassé et Ch. Noirot, *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 869.

(*Laboratoire d'Évolution des Êtres organisés, 105, boulevard Raspail, Paris, 6e.*)

M. **Georges Darmois** fait hommage d'un Ouvrage intitulé : *Traité de statistique théorique et appliquée; Analyse aléatoire, Algèbre aléatoire*, par M. Daniel Dugué, dont il a écrit la *Préface*. Ce volume fait partie de la collection d'Ouvrages de Mathématiques à l'usage des physiciens, publiée sous sa direction et celle de M. André Lichnerowicz.

M. **Louis Leprince-Ringuet** fait hommage à l'Académie de son Ouvrage : *Des Atomes et des Hommes.*

ÉLECTIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à l'élection d'un Membre de la Division des Applications de la science à l'industrie, en remplacement de M. *Robert Esnault-Pelterie*, décédé.

Le nombre de votants étant 70, le scrutin donne les résultats suivants :

M. André Léauté obtient	38	suffrages
M. Maurice Ponte —	21	—
M. Jacques Pomey —	7	—
M. Paul Bastien —	4	—

M. **André Léauté**, ayant obtenu la majorité des suffrages, est proclamé élu. Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement de la République.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance.

1° Météorologie Générale. Tome II. *Stabilité verticale de l'atmosphère. Vent et turbulence atmosphérique. Nuages et précipitations*, par Jean Roulleau et R. Trochon;

2° Services Géologiques du Portugal. Mémoire n° 2 (nouvelle série). *Les Dinosauriens du Portugal*, par Albert F. de Lapparent et Georges Zbyszewski;

3° Acta Chirurgica Scandinavica. Supplementum 230. *Bile peritonitis, An experimental study in rabbits*, par Lars Thorén (Thèse Uppsala);

4° U. S. Air Force. *Project Rand. Dynamic Programming*, par Richard Bellman.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur certains problèmes mixtes quasi-linéaires.* Note (*) de M. **Jacques-Louis Lions**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Suite d'une Note précédente.

Les notations sont celles de la Note précédente (I).

4. On donne $a(t; u, v)$ comme au n° 2. On prend λ tel que

$$a(t; v, v) + \lambda |v|^2 \geqq \alpha \|v\|^2,$$

avec ici $\|v\| = \|v\|_m$. Soit $t \to f(t)$ une fonction continue de $[0, \mu]$ dans H; soit $u(t)$ la solution de

$$a(t; u(t), v) + \lambda(u(t), v) = (f(t), v) \qquad \text{pour tout} \quad v \in V.$$

Hypothèse (IV) : On suppose que $u(t) \in H^{2m}(\Omega)$, la fonction $t \to u(t)$ étant continue de $[0, \mu]$ dans $H^{2m}(\Omega)$, et vérifiant

$$\| u(t) \|_{2m} \leqq c |f(t)|, \qquad t \in [0, \mu], \qquad c = \text{Cte}.$$

Cette hypothèse aura lieu en supposant les coefficients de a et la frontière de Ω assez réguliers, et pour des espaces V définis par des conditions différentielles à coefficients continus, en reprenant les raisonnements de Nirenberg, Browder et Aronszajn-Smith.

Si $w \in H^{2m-1}(\Omega)$, on désigne par $D_x^{2m-1} w(x)$ l'ensemble de toutes les dérivées de w d'ordre $\leqq 2m-1$; soit N′ le nombre de ces dérivées. On donne une famille de fonctions $b_p(x, t, \lambda)$, $x \in \Omega$, $t \in [0, \mu]$, $\lambda \in C^{N'}$, continues et bornées dans $\Omega \times [0, \mu] \times C^{N'}$

Si les hypothèses (I) ... (IV) ont lieu, il existe une fonction u dans l'espace $L^2(0, \mu; V \cap H^{2m}(\Omega))$, avec $u' \in L^2(0, \mu; H)$, $u(0) = 0$ et vérifiant (1) [Note (I)], où

$$b(t; u, f; w) = \sum_{|p| \leq m} \int_\Omega b_p\big(x, t, D^{2m-1} w(x, t)\big) D^p u(x) \overline{f(x)}\, dx;$$

ceci résout des problèmes mixtes faibles pour les opérateurs

$$\sum_{|p|, |q| \leq m} (-1)^{|p|} D^p\big(a_{pq}(x, t)\, D^q u\big) + \sum_{|p| \leq m} b_q\big(x, t, D_x^{2m-1} u(x, t)\big) D_x^p u + D_t u,$$

avec des conditions aux limites variées, mais devant vérifier (IV), ce qui exclut les problèmes mêlés (4).

Dans le cas $m = 1$, les conditions aux limites étant celles de Dirichlet, le résultat précédent est dû à E. Gagliardo, [*loc. cit.* en (7)], (I) (2).

5. *Ouverts non cylindriques, problème de Dirichlet.* — Soit $\mathcal{O}$ un ouvert non cylindrique borné, contenu dans la bande $0 < t < \mu$, la frontière latérale vérifiant des conditions de régularité (R) données dans (3). On désigne par $H^{m,0}(\mathcal{O})$ l'espace des fonctions $u \in L^2(\mathcal{O})$ telles que $D_x^p u \in L^2(\mathcal{O})$, $|p| \leq m$; $\|u\|_{m,0}$ désigne la norme naturelle dans cet espace. On désigne par F_m l'adhérence dans $H^{m,0}(\mathcal{O})$ du sous-espace des fonctions à support compact dans $\mathcal{O}$; F'_m est le dual de F_m; $\mathcal{B}^m$ est l'espace des fonctions $u \in F_m$ telles que $D_t u \in F'_m$. Les espaces de ce type sont étudiés dans (3). L'injection de $\mathcal{B}^m$ dans $H^{m-1,0}(\mathcal{O})$ est complètement continue. Par ailleurs, pour $u \in \mathcal{B}^m$, on peut définir $u(x, 0)$ en moyenne.

On donne une famille de fonctions $a_{pq}(x, t)$ dans $\mathcal{O}$, avec la seule hypothèse de régularité

$$a_{pq} \in L^\infty(\mathcal{O}).$$

Pour u dans $H^{m,0}(\mathcal{O})$, on pose

$$Au = \sum_{|p|, |q| \leq m} (-1)^{|p|} D_x^p\big(a_{pq}(x, t) D_x^q\big); \qquad Au \in F'_m.$$

On fait l'hypothèse d'ellipticité :

1° Il existe λ tel que

$$\mathrm{Re}\langle Au, \bar{u}\rangle + \lambda \int_\mathcal{O} |u(x, t)|^2\, dx\, dt \geq \alpha \|u\|_{m,0}^2 \qquad (\alpha > 0)$$

pour tout $u \in F_m$ (4).

On donne ensuite une famille de fonctions $b_{pq}(x, t, \lambda)$, $\lambda \in C^N$ [notations de (I)], $x, t \in \mathcal{O}$, avec :

2° $b_{pq}(x, t, \lambda)$ est continue et bornée dans $\mathcal{O} C^N$, $|p| \leq m - 1$, $|q| \leq m$. Pour $u \in H^{m,0}(\mathcal{O})$, on pose

$$Bu = \sum_{|p| \leq m-1, |q| \leq m} (-1)^{|p|} D_x^p\Big(b_{pq}\big(x, t, D_x^{m-1} u(x, t)\big) D_x^q u\Big),$$

opérateur continu de $H^{m,0}(\mathcal{O})$ dans le dual de F_{m-1}.

THÉORÈME. — *Sous les hypothèses* (1°) *et* (2°), *il existe* u *dans* $\mathcal{F}$ *vérifiant* $u(x, 0) = 0$ *et* $Au + Bu + D_t u = S$, S *donnée dans* F'_m.

6. Notations du n° 1. On considère une famille de formes $a(t; u, v; w)$ avec :

Hypothèse (V). — Pour tout u, $v \in V$, $w \in L^2(0, \mu; W)$, la fonction $a(t; u, v; w(t))$ est mesurable, majorée en module par $M\|u\|\,\|v\|$, M indépendant de w. Il existe λ tel que $\operatorname{Re} a(t; v, v; w(t)) + \lambda|v|^2 \geqq \alpha\|v\|^2$, $\alpha > 0$, $v \in V$, $t \in [0, \mu]$. Enfin, si $w_n \to w$ dans $L^2(0, \mu; W)$, on a, pour u donné dans $L^2(0, \mu; V)$;

$$\int_0^{\mu} |a(t; u(t), v(t); (w_n(t)) - a(t; u(t), v(t); w(t))|\,dt \to 0,$$

uniformément pour v dans un ensemble borné de $L^2(0, \mu; V)$.

On désigne par $\mathcal{F}$ l'espace des $u \in L^2(0, \mu; V)$ pour lesquels existe U dans $L^2(-\infty, +\infty; V)$, $U = u$ p. p. sur $[0, \mu]$, et $w(\tau)$ désignant la transformée de Fourier de U, $\int_{-\infty}^{+\infty} |\tau|\,|w(\tau)|^2\,d\tau < \infty$.

Hypothèse (VI) : l'injection de $\mathcal{F}$ daus $L^2(0, \mu; W)$ est complètement continue.

THÉORÈME. — *Si les hypothèses* (V) *et* (VI) *ont lieu, il existe* u *dans* $\mathcal{F}$ *vérifiant, pour* f *donné dans* $L^2(0, \mu; H)$,

$$\int_0^{\mu} [a(t; u(t), h(t); u(t)) - (u(t), h'(t))]\,dt = \int_0^{\mu} (f(t), h(t))\,dt$$

pour tout h' *dans* $L^2(0, \mu; V)$, *avec* $h \in L^2(0, \mu; H)$, $h(\mu) = 0$.

Il s'agit ici de solutions plus « faibles » qu'au n° 1 ; mais, avec des notations analogues à celles du n° 2, le théorème s'applique aux opérateurs

$$\sum_{|p|,|q| \leqq m} (-1)^{|p|} D_x^p(a_{pq}(x, t, D_x^{m-1}u(x, t))\,D_x^q u) + D_t u,$$

de partie principale non symmétrique, avec des conditions aux limites très variées pouvant être de dérivées obliques, linéaires ou non.

Faute d'un résultat du type hypothèse (IV) dans les problèmes elliptiques avec coefficients L^∞, il n'y a pas d'application comme au n° 4.

7. Résultats analogues pour les équations de Schröedinger, et pour les systèmes.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) On indique cette propriété à la suite de conversations avec MM. E. Magenes et G. Stampacchia.

(2) Les hypothèses de Gagliardo sur les $a_{pq}(x, t)$, $|p| = |q| = 1$, sont légèrement moins restrictives que les nôtres, (cela provient de la *méthode* de démonstration de la régularité

au bord, selon NIRENBERG, *Comm. Pure App. Math.*, 6, 1955, p. 648-674). M. Gagliardo considère des fonctions à valeurs réelles; tous nos résultats valent dans ce cas sans changement, sinon dans les hypothèses, sur les $b_p(x, t, \lambda)$ par exemple, définis dans ce cas pour $\lambda \in R^N$.

(3) J. L. LIONS, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 3028; *Ann. Inst. Fourier*, 1957.

(4) Le crochet désigne la dualité entre F'_m et F_m.

CALCUL NUMÉRIQUE. — *Opérations sur les courbes expérimentales.* Note (*) de Mme **GENEVIÈVE COULMY**, présentée par M. Joseph Pérès.

Inspirées du même principe et se déduisant l'une de l'autre, nous proposons une méthode de lissage des courbes expérimentales et des méthodes de différenciation et d'intégration numériques qui, ne comportant aucun élément arbitraire, permettent d'interpréter les phénomènes sans conférer, à leur représentation, de particularités artificielles.

1. *Méthode de lissage.* — Si, pour des abscisses $x_1, x_2, \ldots, x_N$, nous avons les valeurs expérimentales $y_1, y_2, \ldots, y_N$ d'une fonction dont les vraies valeurs seraient $Y_1, Y_2, \ldots, Y_N$, nous définissons le lissage comme l'opération qui consiste à réduire au mieux le système des écarts ε_i tels que $Y_i = y_i + \varepsilon_i$. En considérant les différences successives jusqu'à l'ordre n, de la fonction, n étant choisi suivant un critère bien défini (1), nous sommes amenée, pour des abscisses équidistantes, à résoudre le système fondamental

$$\Delta^n y_i \neq \sum_{p=0}^{n} (-1)^{p+n+1} C_p^n \varepsilon_{i+p} \qquad (i = 1, 2, \ldots, N-n)$$

surabondant en ε_i.

Pour résoudre ce système, dans lequel les ε_i sont des retouches à apporter aux valeurs expérimentales, nous avons montré (2) l'avantage de la méthode de relaxation, laquelle, permettant d'augmenter progressivement la précision des résultats tout en contrôlant de façon permanente l'inégalité $\varepsilon_i \leqq \lambda$ où λ est la limite de l'erreur en chaque point expérimental, nous a permis de traiter avec succès de nombreux exemples (3). Nous avons là une méthode très simple, extrêmement rapide et facilement mécanisable qui permet d'obtenir la précision maximum pour l'ensemble des données, et d'introduire aussi bien le lissage à la main que de fournir l'équation de la courbe la plus probable représentant le phénomène. Se généralisant facilement au cas d'abscisses non équidistantes, elle se prête aisément à l'interpolation et, dans une certaine mesure, à l'extrapolation. Elle peut aussi s'étendre au lissage à plusieurs dimensions.

2. *Méthode de différentiation.* — La considération des différences successives nous a également permis d'établir diverses formules donnant les dérivées première et seconde en chaque point d'une courbe expérimentale. Nous avons

montré, qu'en général, il y a intérêt à employer la formule la plus réduite :

$$y'_0 = \frac{8(y_1 - y_{-1}) - (y_2 - y_{-2})}{12h},$$

où h est l'intervalle des abscisses équidistances, si un lissage préalable a été effectué sur l'ensemble des données. De même, deux dérivations successives seront en général préférables, si un lissage intermédiaire peut être effectué, à l'emploi d'une formule de dérivée seconde

$$y''_0 = \frac{16(y_1 + y_{-1}) - (y_2 + y_{-2}) - 30 y_0}{12h^2},$$

bien que celle-ci, utilisée sur de nombreux exemples, donne déjà de très bons résultats.

3. *Méthode d'intégration.* — Nous avons établi diverses formules de quadratures suivant l'intervalle d'intégration. Nous avons en particulier la formule

$$Y_{0,n} = h\left[\frac{13}{36}(y_0 + y_n) + \frac{7}{6}(y_1 + y_{n-1}) + y_2 + y_{n-2} + \frac{35}{36}(y_3 + y_{n-3}) + \sum_{q=4}^{n-4} y_q\right]$$

si l'on ne connaît pas de valeurs expérimentales adjacentes à l'intervalle d'intégration.

Par la simplicité de ses coefficients, cette formule est très maniable et se prête à un calcul rapide. Nous nous sommes proposé, en particulier, de l'appliquer au problème des marées.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) L'exposé complet de la méthode paraîtra ultérieurement dans les publications de l'Institut Blaise Pascal.

(2) Texte établi en 1953 pour l'usage du Laboratoire de Calcul mécanique de l'Institut Blaise Pascal, Paris, et qui, après l'épreuve de vérifications expérimentales, est résumé dans la présente Note.

(3) Nous avons, en particulier, traité de façon très satisfaisante les exemples numériques présentés dans la conférence faite au VIII[e] Congrès International de Mécanique théorique et appliquée (Istamboul, août 1952) par L. Couffignal, *Sur le lissage des suites de points* (*Mesures*, octobre 1952).

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *L'écoulement de l'air à grande vitesse dans un tuyau de section circulaire.* Note (*) de M. **Roger Depassel**, transmise par M. Henri Villat.

Pour aborder une étude théorique aussi complète que possible de cet écoulement, il convient de distinguer au moins cinq régimes successifs, dans le sens de l'écoulement; d'abord, la couche limite laminaire, la transition laminaire-turbulent, la couche limite turbulente, selon le schéma classique, puis un

régime de transition qui paraît essentiellement constitué par une réorganisation de la turbulence conduisant progressivement à un régime de pleine turbulence. La présente Note est relative au premier régime d'écoulement : la couche limite laminaire.

Le calcul peut être conduit, en utilisant comme principe de base la méthode de Gruschwitz établie en écoulement plan ([1]). On rappelle que cette méthode, valable dans le cas du non-transfert de chaleur, prend sa forme la plus simple lorsque le nombre de Prandtl $\mathfrak{L}$ est égal à 1, et ramène le problème à la résolution du système suivant :

$$(1)\quad \begin{cases} \dfrac{\rho u\theta}{\mu}\dfrac{d\theta}{d\xi} = F_1(\lambda) - \dfrac{\lambda}{b_0}\left(\dfrac{\theta}{\delta_1^*}\right)^2[2 - M^2 F_2(\lambda)], \\ \lambda\left(\dfrac{\theta}{\delta_1^*}\right)^2 = \dfrac{\rho\theta^2 b_0}{\mu}\dfrac{du}{d\xi}, \end{cases}$$

dans lequel

$$b_0 = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right),$$

F_1 et F_2 étant des fonctions connues du paramètre de forme λ.

Le problème que nous abordons ici, diffère du problème plan par les points suivants : d'abord, cette méthode ne doit pas être appliquée sans précaution spéciale, à l'écoulement en tuyau, car il faut tenir compte de la courbure transversale, ensuite, elle s'applique directement si $u(\xi)$ est une donnée, alors que présentement c'est l'inconnue principale ; par contre nous disposons d'une relation supplémentaire fournie par l'équation de continuité. Le système (1) prend alors la forme suivante dans laquelle apparaissent nettement les termes correctifs dus à la courbure transversale.

$$(2)\quad \begin{cases} \dfrac{\rho u\theta}{\mu}\dfrac{d\theta}{d\xi} = F_1(\lambda)\left[1 - 2\dfrac{\theta}{\sqrt{R_e}}b_0\varphi_1(\lambda)\right] - \dfrac{\lambda}{b_0}\left(\dfrac{\theta}{\delta_1^*}\right)^2\left[1 + 2\dfrac{\theta}{\sqrt{R_e}}b_0\varphi_2(\lambda)\right]\left[2 - M^2F_2(\lambda)\right], \\ \lambda\left(\dfrac{\theta}{\delta_1^*}\right)^2 + 2\dfrac{\theta}{\sqrt{R_e}}\left(\dfrac{\theta}{\delta_1^*}\right)b_0\left(2 + \dfrac{\lambda}{6}\right) = \dfrac{\rho\theta^2 b_0}{\mu}\dfrac{du}{d\xi}, \\ 2\dfrac{\theta}{\sqrt{R_e}}[b_0 f_1(\lambda) + M^2 f_2(\lambda)] = 1 - \dfrac{1}{\rho u} \qquad \text{(continuité)}, \end{cases}$$

avec

$$\rho = \frac{\rho_\delta}{\rho_0}, \qquad u = \frac{u_\delta}{u_0}, \qquad \mu = \frac{\mu_\delta}{\mu_0}, \qquad \theta = \frac{d_2\sqrt{R_e}}{R}, \qquad \xi = \frac{x}{R}, \qquad R_e = \frac{\rho_0 V_0 R}{\mu_0}$$

b_0, F_1, F_2, f_1, f_2 ayant la même expression en fonction de que dans le problème plan. De plus :

$$\varphi_1(\lambda) = \frac{1}{F_1}\left(\frac{3}{10} - \frac{\lambda}{120}\right)\left(2 + \frac{\lambda}{6}\right),$$

$$\varphi_2(\lambda) = \frac{2 + \dfrac{\lambda}{6}}{\dfrac{\lambda}{63}\left(\dfrac{37}{5} - \dfrac{\lambda}{15} - \dfrac{\lambda^2}{144}\right)}.$$

En éliminant θ, b_0 et $d\theta/d\xi$ le système (2) se réduit au système suivant

(3)
$$\begin{cases} \dfrac{dM}{d\xi} = \varphi(M, \lambda), \\ \dfrac{d\lambda}{d\xi} = \psi(M, \lambda), \end{cases}$$

dans lequel :

$$\varphi(M, \lambda) = \frac{4}{R_e}\left(\frac{H}{\rho u - 1}\,\frac{\theta}{\delta_1^*}\right)^2 u M \lambda \left(1 + \frac{\rho u - 1}{\rho u H} b_0 \varphi_2\right),$$

$$\psi(M, \lambda) = \frac{4}{R_e}\left(\frac{H}{\rho u - 1}\right)^2 u \frac{H}{b_0 g_1 + M^2 g_2}$$
$$\times \left[F_1\left(1 - \frac{\rho u - 1}{\rho u H} b_0 \varphi_1\right) - \frac{\lambda}{b_0}\left(\frac{\theta}{\delta_1^*}\right)^2 \left(1 + \frac{\rho u - 1}{\rho u H} b_0 \varphi_2\right) \times \left(2 - M^2 F_2 + \frac{1 - M^2}{\rho u - 1} - 2 b_0 \frac{H - f_1}{H}\right)\right],$$

avec

$$H = f_1 + (0{,}2 f_1 + f_2) M^2$$

$$u = \left(\frac{1 + 0{,}2 M_0^2}{1 + 0{,}2 M^2}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{M}{M_0}, \qquad \rho u = \left(\frac{1 + 0{,}2 M_0^2}{1 + 0{,}2 M^2}\right)^3 \frac{M}{M_0},$$

$$g_1 = \frac{378 - f_1(48 + 10\lambda)}{5328 - 48\lambda - 5\lambda^2},$$

$$g_2 = \frac{\frac{3}{1430}(52704 + 5520\lambda + 21\lambda^2) - f_2(48 + 10\lambda)}{5328 - 48\lambda - 5\lambda^2},$$

$$\frac{\theta}{\delta_1^*} = \frac{5328 - 48\lambda - 5\lambda^2}{45360}.$$

Le système (3) s'intègre soit numériquement par la méthode de Runge-Kutta, soit graphiquement en calculant $dM/d\lambda$ en fonction de M et λ.

$M(\xi)$ et $\lambda(\xi)$ étant obtenus par cette méthode, les autres grandeurs intéressantes se déduisent facilement, en particulier, le coefficient de frottement est donné par

$$C_f = \frac{2}{\sqrt{R_e}}\,\frac{u}{(\rho u)^2}\left(\frac{\theta}{\delta_1^*}\right)^2 \frac{1}{\theta}\left(2 + \frac{\lambda}{6}\right)$$

et l'épaisseur de la couche limite par

$$\frac{\delta}{R}\left(1 - \frac{1}{2}\frac{\delta}{R}\right) = \frac{\delta_1^*}{\theta}\,\frac{\theta}{\sqrt{R_e}} \int_0^1 \frac{g(\eta)}{1 - f(\eta)}\, d\eta,$$

$f(\eta)$, $g(\eta)$ étant respectivement les polynomes du quatrième et sixième degré représentant u/u_δ et $[1 - (u/u_\delta)]\,\rho_\delta/\rho$. L'intégrale est calculée par planimétrage et δ/R est obtenu par résolution d'une équation du second degré. (Si la couche limite est mince δ/R est d'ailleurs négligeable vis-à-vis de l'unité.)

Il est intéressant de comparer cette méthode de calcul à d'autres méthodes afin de s'assurer de sa validité. Ainsi pour un écoulement extérieur sur un

cylindre placé dans un écoulement uniforme R. F. Probstein (²) détermine le rapport des coefficients de frottement du cylindre et de la plaque plane, par une méthode rigoureuse qui, dans le cas du non transfert donne

$$\frac{C_{f\,\text{cyl.}}}{C_{f\,\text{pl.}}} = 1 + (2,091 + 0,351\,M^2)\left(\frac{\xi}{R_e}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{pour} \quad \mathcal{P} = 1.$$

La présente méthode transposée à ce cas donne, par un calcul très simple

$$\frac{C_{f\,\text{cyl.}}}{C_{f\,\text{pl.}}} = 1 + (1,945 + 0,389\,M^2)\left(\frac{\xi}{R_e}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

L'accord entre ces deux formules, tant par leur forme que par la valeur des coefficients, est satisfaisant, au moins pour les nombres de Mach modérés.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(¹) E. GRUSCHWITZ, *Publication O. N. E. R. A.*, nº 47, 1950.

(²) R. F. PROBSTEIN et D. ELLIOTT, *J. Aero. Sc.*, mars 1956.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur l'existence d'un potentiel des vitesses pour un clapotis parfait.* Note de M. **GABRIEL CHABERT D'HIERES**, présentée par M. Henri Villat.

Dans trois Notes précédentes (¹), (²) et (³) nous avons donné la définition précise et la solution approchée de ce que nous appelons clapotis parfait monochromatique. Aucune hypothèse ne supposait l'existence d'un potentiel des vitesses et le mouvement était rotationnel *a priori*. En fait, la solution obtenue (³) est irrotationnelle; nous allons démontrer ici que cette propriété est générale pour tous les clapotis qui répondent aux conditions que nous nous sommes imposées dans (¹).

1º Montrons tout d'abord que dans les formules (1) de (¹), le temps rapporté à une origine convenable n'intervient que par l'intermédiaire des fonctions $\cos 2k\nu t$ pour les termes d'ordre pair, et $\sin(2k+1)\nu t$ pour les termes d'ordre impair (k étant entier positif ou nul).

Les équations indéfinies du problème s'écrivent à l'ordre i d'approximation

$$(1) \qquad \frac{\partial^3 Y_i}{\partial x_0 \partial t^2} - \frac{\partial^3 X_i}{\partial y_0 \partial t^2} = -\sum \frac{D\left(\dfrac{\partial^2 X_r}{\partial t^2},\, X_s\right)}{D(x_0, y_0)} - \sum \frac{D\left(\dfrac{\partial^2 Y_r}{\partial t^2},\, Y_s\right)}{D(x_0, y_0)},$$

$$(2) \qquad \frac{\partial X_i}{\partial x_0} + \frac{\partial Y_i}{\partial y_0} = -\sum \frac{D(X_r, Y_s)}{D(x_0, y_0)}.$$

Et les conditions aux limites s'écrivent

$$(3) \qquad \left.\frac{\partial^2 X_i}{\partial t^2} - g\frac{\partial Y_i}{\partial x_0}\right|_{y_0=0} = -\sum \frac{\partial^2 X_r}{\partial t^2}\frac{\partial X_s}{\partial x_0} - \left.\sum \frac{\partial^2 Y_r}{\partial t^2}\frac{\partial Y_s}{\partial x_0}\right|_{y_0=0}.$$

$$Y_i\big|_{y_0=h} = 0.$$

Dans les seconds membres des équations (1), (2) et (3) les sommes Σ s'étendent à tous les termes tels que :

$$r+s=i.$$

Nous faisons alors un raisonnement par récurrence :

a. Supposons que la propriété soit vraie jusqu'à l'ordre $2m-1$ et cherchons à déterminer la forme des termes d'ordre $2m$ connaissant les ordres précédents.

Ici $i=2m$. Dans ce cas, r et s sont de la même parité. Si r et s sont pairs, X_r et Y_r, X_s et X_s ne contiennent que des $\cos 2k\nu t$. Si r et s sont impairs, X_r et et Y_r, X_s et Y_s ne contiennent que des $\sin(2k+1)\nu t$ et dans les seconds membres ne figurent que des produits de la forme

$$\sin(2p+1)\nu t \sin(2q+1)\nu t$$

ou

$$\cos 2p\nu t \cos 2q\nu t$$

où p et q sont des entiers positifs ou nuls.

Ces produits s'écrivent respectivement

$$\frac{1}{2}[\cos 2(p-q)\nu t - \cos 2(p+q+1)\nu t],$$

$$\frac{1}{2}[\cos 2(p+q)\nu t + \cos 2(p-q)\nu t].$$

Les seconds membres s'écrivent donc avec des fonctions du temps de la forme $\cos 2k\nu t$ et il est évident que X_{2m} et Y_{2m} dépendront du temps par les mêmes fonctions. La propriété reste donc vraie lors du passage d'un ordre impair à un ordre pair.

b. Supposons maintenant qu'elle soit vraie à l'ordre $2m$ et poussons à l'ordre impair suivant, soit $2m+1$:

$$i=2m+1$$

r et s sont alors de parités contraires, et dans les seconds membres des équations (1), (2) et (3) ne figureront que des produits de la forme

$$\cos 2p\nu t \sin(2q+1)\nu t = \frac{1}{2}\{\sin[2(p+q)+1]\nu t - \sin[2(p-q)-1]\nu t\},$$

où p et q sont encore des entiers positifs ou nuls.

Les seconds membres, et donc X_{2m+1} et Y_{2m+1} ne dépendront du temps que par les fonctions $\sin(2k+1)\nu t$. Or la propriété est vraie du premier ordre [*cf.* ([3])]. Elle est donc vraie à tous les ordres.

2° Nous pouvons alors généraliser un raisonnement fait par Zekerzh-Zenkovich dans ([4]) qui permet de montrer que le rotationnel est nul à tous les ordres.

En effet, les déplacements peuvent s'écrire

$$x = x_0 + \sum_0^\infty \xi_{2m}(\mathrm{A}, x_0, y_0) \cos 2m\nu t + \sum_0^\infty \xi_{2m+1}(\mathrm{A}, x_0, y_0) \sin(2m+1)\nu t,$$

$$y = y_0 + \sum_0^\infty \eta_{2m}(\mathrm{A}, x_0, y_0) \cos 2m\nu t + \sum_0^\infty \eta_{2m+1}(\mathrm{A}, x_0, y_0) \sin(2m+1)\nu t.$$

Dérivons par rapport au temps pour avoir les composantes de la vitesse de la particule

$$\frac{\partial x}{\partial t} = -\sum_0^\infty 2m\nu\, \xi_{2m} \sin 2m\nu t + \sum_0^\infty (2m+1)\nu\, \xi_{2m+1} \cos(2m+1)\nu t,$$

$$\frac{\partial y}{\partial t} = -\sum_0^\infty 2m\nu\, \eta_{2m} \sin 2m\nu t + \sum_0^\infty (2m+1)\nu\, \eta_{2m+1} \cos(2m+1)\nu t.$$

Au temps $t = (2k+1)\pi/2$ cette vitesse est nulle dans toute la masse du fluide. Il y a donc des instants où toutes les vitesses sont nulles. Il en est de même pour le rotationnel. Il suffit alors d'appliquer le théorème de Lagrange pour voir que le rotationnel est nul à tout instant.

Remarques. — Les deux hypothèses adoptées *a priori* [*cf.* ([1])] que nous rappelons : 1° la périodicité du vecteur déplacement en t et x_0 ; 2° l'existence d'un plan vertical le long duquel les déplacements sont verticaux, semble, à première vue, naturelle pour caractériser un clapotis, et à notre connaissance, aucun théorème d'existence n'a encore été établi pour de tels régimes. En particulier, nous ne pouvons affirmer que le processus d'approximations successives que nous avons amorcé converge, et que les coefficients des séries de Fourier utilisées soient des fonctions analytiques de l'amplitude du fondamental. Sous ces réserves, il paraît surprenant que les définitions adoptées pour l'écoulement entraînent l'existence du potentiel des vitesses, car à toute distribution arbitraire du tourbillon, correspond une houle progressive et l'on pourrait s'attendre à ce que le clapotis possède la même propriété. Toutefois, ce résultat est justifié jusqu'au troisième ordre d'approximation par les calculs de A. Daubert [*cf.* ([5])], On peut, en effet, résumer ses conclusions sur le clapotis de la façon suivante : deux houles d'égales périodes et amplitudes se propageant en sens inverses, doivent avoir des rotationnels qui s'annulent en tout point pour que leurs longueurs d'onde soient égales.

La propriété démontrée ci-dessus permet donc d'identifier notre clapotis à celui qu'ont étudié MM. Penney et Price dans ([6]) jusqu'au deuxième ordre d'approximation (en profondeur finie).

La méthode de Zekerzh-Zenkovich repose sur l'emploi, moins commode, des coordonnées de Lagrange. Notons en passant que nous avons rectifié diverses erreurs de calcul dans les deux Mémoires signalés ici.

(1) G. CHABERT D'HIERES, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2474.

(2) G. CHABERT D'HIERES, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2474.

(3) G. CHABERT D'HIERES, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1377.

(4) J. A. I. ZEKERZH-ZENKOVICH, *Isvestia de l'Académie des Sciences de l'U. R. S. S.* Série Géographique, Géophysique, 15, 1951, *p.* 57-73.

(5) A. DAUBERT, *Sur la houle complexe au troisième ordre;* à paraître dans la *Houille Blanche.*

(6) W. G. PENNEY et H. G. PRICE, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 244, série A, 1951-1952, p. 254-284.

MÉCANIQUE DES SOLS. — *Mouvements des roches en place dans les vides d'exploitation des mines.* Note (*) de M. **BERTRAND SCHWARTZ**, présentée par M. Georges Darmois.

1. GÉNÉRALITÉS ET DÉFINITION. MÉTHODES DE MESURES. — Une veine est définie par sa pente et son épaisseur (*fig.* 1). Au-dessus de la veine se trouve le toit, au-dessous le mur. On y trouve deux sortes de « vides d'exploitation ».

1° La voie (*fig.* 1, V_1 ou V_2) de dimension longitudinale grande, mais transversale faible (5 à 15 m^2);

2° La taille, véritable chantier d'exploitation, représentée en T (*fig.* 1 et 2) qui se déplace chaque jour entre ces deux voies, l'abattage le long de la taille se faisant de plus en plus à l'aide de machines.

Pour mesurer les mouvements du toit et du mur, on y ancre des broches courtes, en correspondance, au toit et au mur (*fig.* 1) sur des normales à la stratification. Une paire de broches constitue, par définition, un doublet; on mesure :

— soit les mouvements des broches par rapport à un point éloigné considéré comme fixe (mouvements absolus);

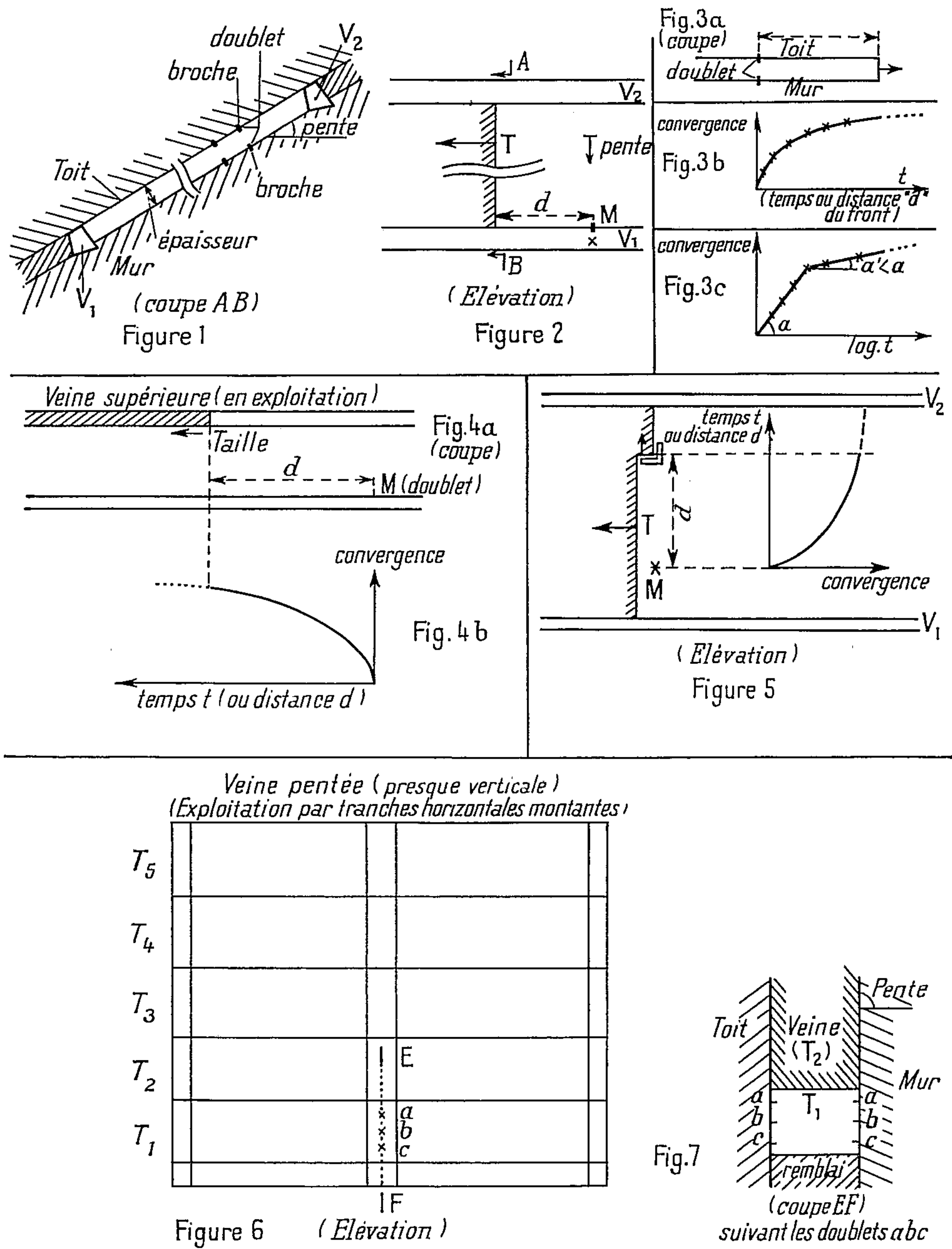
— soit le rapprochement des broches d'un doublet, appelé convergence, qui n'est donc qu'un mouvement relatif mais qui est très facile à mesurer.

2. LES COURBES LOGARITHMIQUES. — Nous avons étudié d'abord les courbes de mouvement d'un doublet sous l'influence simple d'un chantier en marche et d'abord :

— la courbe de convergence d'un doublet d'une voie, à mesure que le front de la voie s'éloigne du doublet (*fig.* 3 *a* et 3 *b*). Nous avons pu montrer à l'aide de quelques centaines de courbes, tirées d'une dizaine de voies différentes, que la courbe de convergence en fonction du temps était de la forme $C = a \log t$ (1).

Cependant, si le front s'arrête, il se produit un freinage et la représentation sur un graphique semi-logarithmique revêt l'allure suivante (*fig.* 3 *c*).

Le freinage se produit parfois, même lorsque l'avancement se poursuit, et l'on obtient encore une figure semblable à la figure 3 *c*.



Nous possédons des courbes allant jusqu'à deux ans, et plus, dont l'alignement reste excellent :

— La courbe de mouvement d'un doublet situé dans une voie (*voir* par

exemple le doublet M, *fig.* 2) sous l'influence d'une taille (T) qui s'éloigne est de même logarithmique en fonction du temps ou de la distance du front ([2]).

— Il en est encore de même quand il s'agit d'une taille d'une autre veine, située au-dessus ou au-dessous de la voie (*fig.* 4) ([3]).

— Il en est enfin de même des courbes de doublets en taille (*voir* par exemple M, *fig.* 5), sous l'influence de l'abatage par une machine qui se déplace le long du front, en s'éloignant du doublet ([4]).

Ces résultats présentent un intérêt parce que :

— permettant une réduction massive des mesures pour caractériser le mouvement d'un doublet (alors qu'auparavant nous prenions plusieurs dizaines de mesures par doublet, nous n'en prenons plus que quatre ou cinq);

— simplifiant notablement le dépouillement des campagnes de mesures et rendant possible l'emploi de la statistique, en caractérisant le moument d'un doublet par *un* paramètre;

— permettant les prévisions à long terme des mouvements, donc le choix du soutènement optimum à utiliser.

3. Influences successives, hérédité. — Supposons maintenant que nous étudions sur divers doublets d'une même voie, une succession d'influences. Il est très intéressant de constater qu'il existe une véritable hérédité, c'est-à-dire que les doublets à grands mouvements ou grande vitesse lors du creusement de la voie conservent cette propriété lors de la deuxième influence et ainsi de suite.

Premier cas. — Succession d'influences : avancement du front de la voie, puis arrêt; si le front de la voie s'arrête, on obtient, comme on l'a vu, un freinage (*fig.* 3 *c*), mais les pentes a et a' sont liées par une corrélation statistique pour tous les points d'une même voie; et, qui plus est, *quel que soit le chantier*, on obtient en moyenne $a \# 3\,a'$. De même, si la machine d'abattage en taille s'arrête, on obtient une figure identique à celle de la figure 3, avec encore $a \# 3\,a'$. De même encore si l'on arrête une taille (*fig.* 2), la courbe de tous les doublets de la voie influencée est freinée et l'on a une corrélation statistique qui est une quasi-proportionnalité entre la vitesse avant l'arrêt et la vitesse pendant les jours d'arrêt ($r = 0{,}98$ sur 20 courbes).

Deuxième cas. — Inversement, si l'on soumet les doublets d'une voie à l'influence successive :

— de son propre avancement;

— d'une taille telle que T;

on obtient des graphiques logarithmiques pour chacune des influences, les a de la première étant liés aux a de la seconde par une corrélation statistique. Par exemple, $r = 0{,}96$ avec 13 doublets. On peut même aller

plus loin : dans une veine verticale, prise par tranches successives (durée d'une tranche : 3 mois), on a étudié (*fig.* 6 et 7) l'influence successive des tranches T_1, T_2, Tr, T_3, ... sur des doublets a, b et c de la première tranche et l'on a trouvé que si

c_1 = conv. d'un doublet à la fin et dû à la tranche T_1,

c_2 = » » » » T_2, etc.;

$$c_2=\frac{c_1}{2},\qquad c_3=\frac{c_2}{2},\ \ldots,\ \text{si bien d'ailleurs que } c \text{ final} = 2c \text{ (série convergente)}.$$

De tout ceci, il ressort bien que, aussitôt la mise à nu des terrains, un mécanisme de mouvement se déclenche, *mécanisme qui détermine l'importance relative de tous les mécanismes futurs*.

L'explication de ces phénomènes, qui montre en particulier l'influence très faible du soutènement puisque celui-ci n'est mis qu'au bout de quelques heures, le mécanisme étant déjà déclenché et, à l'inverse, l'influence très importante, de la nature des terrains, nous amène aux hypothèses suivantes :

— ou bien, seule une petite croûte de terrains agit, d'où la rapidité d'action, mais on s'explique mal l'hérédité, c'est-à-dire l'empreinte de la « vitesse initiale » sur les mouvements à longue échéance qui mettent en cause forcément des bancs plus éloignés;

— ou bien une bande importante de terrains agit; la rapidité de l'action est alors difficile à expliquer.

Nous en arrivons donc à l'idée d'une grande homogénéité statistique des terrains et ce malgré des différences apparemment importantes, d'où :

— une action rapide des premiers bancs;

— l'action lente étant celle des bancs éloignés;

— la « liaison statistique » entre les deux étant le résultat de l'homogénéité des terrains. Des mesures sont en cours pour étudier ces hypothèses.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) SCHWARTZ, *Ind. Min.*, juillet 1957, p. 608-622.

(2) SCHWARTZ, CAPELA et DUBOIS, *Ind. Min.*, mai 1956, p. 205-227.

(3) SCHWARTZ, CAPELA et DUBOIS, *Ind. Min.*, septembre 1956, p. 503-525.

(4) SCHWARTZ, CAPELA et DUBOIS, *Ind. Min.*, juin 1956, p. 279-306.

RELATIVITÉ. — *Le problème de l'évolution dans le cas matière pure.*

Note (*) de Mme **YVONNE FOURÈS-BRUHAT**, présentée par M. Jean Leray.

On établit un théorème d'existence et d'unicité physique étendant dans le cas non analytique des résultats de Darmois et Lichnerowicz, pour les solutions des équations relativistes du cas intérieur « matière pure ».

Équations du cas intérieur « matière pure ». — Dans un domaine d'espace-temps meublé par une distribution matérielle les potentiels de gravitation $g^{\alpha\beta}$ associés à la métrique d'univers

$$ds^2 = g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta$$

sont solutions des équations d'Einstein du cas intérieur

$$S^{\alpha\beta} = \chi T^{\alpha\beta}, \tag{1}$$

où χ est un facteur constant.

Le tenseur géométrique $S^{\alpha\beta} = R^{\alpha\beta} - (1/2) g^{\alpha\beta} R$, satisfait aux identités de Bianchi

$$\nabla_\alpha S^{\alpha\beta} \equiv 0$$

et l'on a

$$R^{\alpha\beta} \equiv G^{\alpha\beta} + L^{\alpha\beta},$$

où

$$G^{\alpha\beta} = \frac{1}{2} g^{\lambda\mu} \frac{\partial^2 g^{\alpha\beta}}{\partial x^\lambda\, \partial x^\mu} + H^{\alpha\beta},$$

$$L^{\alpha\beta} \equiv \frac{1}{2}(g^{\beta\lambda} \partial_\lambda F^\alpha + g^{\alpha\lambda} \partial_\lambda F^\beta),$$

$H^{\alpha\beta}$ ne dépend que des potentiels et de leurs dérivées premières

$$F^\lambda \equiv \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^\mu}(\sqrt{-g}\, g^{\lambda\mu}).$$

En coordonnées isothermes, $F^\lambda = 0$, les équations (1) s'écrivent :

$$G^{\alpha\beta} = \chi\left(T^{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} T\right). \tag{1'}$$

Si l'on ne tient compte que de l'énergie pondérable (cas appelé « matière pure ») le tenseur $T^{\alpha\beta}$ est de la forme

$$T^{\alpha\beta} = \rho u^\alpha u^\beta,$$

où ρ est une densité de matière et u^α le vecteur vitesse unitaire quadridimensionnel.

$T^{\alpha\beta}$ satisfait aux conditions de conservation :

$$\nabla_\alpha T^{\alpha\beta} = 0$$

qui s'écrivent ici :

$$u^\alpha \nabla_\alpha u^\beta \equiv u^\alpha \frac{\partial}{\partial x^\beta} u^\beta + \Gamma^\beta_{\alpha\lambda} u^\alpha u^\lambda = 0, \tag{2}$$

$$\nabla_\alpha(\rho u^\alpha) \equiv u^\alpha \frac{\partial \rho}{\partial x^\alpha} + \rho \nabla_\alpha u^\alpha = 0. \tag{3}$$

Remplaçons les équations (1') par les équations obtenues par dérivation

covariante sur les lignes de courant :

$$u^\gamma \nabla_\gamma G^{\alpha\beta} = \chi u^\gamma \nabla_\gamma \left(\rho u^\alpha u^\beta - \frac{1}{2} \rho g^{\alpha\beta} \right). \tag{4}$$

Ces équations s'écrivent, compte tenu de (2), (3) et de l'expression de $G^{\alpha\beta}$:

$$\frac{1}{2} g^{\lambda\mu} u^\gamma \frac{\partial^3 g^{\alpha\beta}}{\partial x^\lambda \partial x^\mu \partial x^\gamma} + M^{\alpha\beta} = -\chi\rho \left(u^\alpha u^\beta - \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \right) \nabla_\gamma u^\gamma, \tag{I}$$

où $M^{\alpha\beta}$ ne dépend que des $g^{\lambda\mu}$, de leurs dérivées premières et secondes et de u^γ.

Théorème d'existence en coordonnées isothermes. — Montrons que les équations (I), (2), (3) forment un système hyperbolique au sens de J. Leray ([5]) pour les dix inconnues $g^{\alpha\beta}$ (inconnues g), les quatre inconnues u^α (inconnues u) et ρ. Posons pour chacune de ces inconnues respectivement :

$$s(g) = 3, \qquad s(u) = 2, \qquad s(\rho) = 1$$

et pour chacune des équations (I), (2), (3) respectivement :

$$t(\mathrm{I}) = 1, \qquad t(2) = 2, \qquad t(3) = 1.$$

La partie principale de l'opérateur différentiel intervenant dans l'équation τ, pour l'inconnue σ, d'ordre $s(\sigma) - t(\tau) + 1$ est alors de l'ordre :

pour les équations (I) et (3) : 3 pour les inconnues g, 2 pour les u, 1 pour ρ ;

pour les équations (2) : 2 pour les inconnues g, 1 pour les inconnues u.

La matrice $H(x, \xi)$ dont l'élément $h_{\tau\sigma}$ est un polynome en ξ de degré $s(\sigma) - t(\tau) + 1$ obtenue en remplaçant dans les parties principales précédemment définies $(\partial/\partial x^\lambda)$ par ξ^λ est alors une matrice diagonale. Les éléments de la diagonale principale sont : $(1/2) g^{\lambda\mu} u^\gamma \xi_\lambda \xi_\mu \xi_\gamma$ pour $\sigma = \tau = 1, \ldots, 10$ et $u^\alpha \xi_\alpha$ pour $\sigma = \tau = 11, \ldots, 15$.

Les théorèmes de J. Leray sur les systèmes hyperboliques montrent que si l'on se donne sur une hypersurface S des données de Cauchy constituées par les potentiels $g^{\lambda\mu}$, leurs dérivées premières et secondes, les quantités u^α et ρ satisfaisant à des conditions de différentiabilité, et telles que la forme quadratique $g^{\lambda\mu} \xi_\lambda \xi_\mu$ soit hyperbolique normale, le vecteur u^α orienté dans le temps et S orientée dans l'espace pour la métrique associée $g_{\lambda\mu} dx^\lambda dx^\mu$, le système des équations (I), (2), (3) aura une solution unique dans un voisinage de S prenant les valeurs initiales données. La valeur de cette solution en un point M ne dépendra que des données de Cauchy intérieures au cône engendré par les géodésiques de longueur nulle issues de M.

La solution obtenue satisfait aux équations tensorielles (1), (2), (3) :

1° On déduit de (4), vérifiée par la solution trouvée compte tenu de (2) et (3) que pour cette solution on a

$$G^{\alpha\beta} = \chi\rho \left(u^\alpha u^\beta - \frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \right) \tag{1'}$$

si cette relation est vérifiée sur S par les données de Cauchy. On remarque

que, étant données les valeurs sur S des potentiels et de leurs dérivées premières, la relation (1′), sur S, détermine les valeurs des dérivées secondes sur S.

2° Pour que la solution obtenue vérifie les équations tensorielles (1), (2) et (3) il suffit donc qu'elle satisfasse aux conditions d'isothermie $F^{\lambda}=0$. Supposons S d'équation locale $x^0=0$, un raisonnement analogue à celui fait dans le cas extérieur ([6]), utilisant les identités de Bianchi $\nabla_\alpha S^{\alpha\beta}=0$ montre que, si les données de Cauchy satisfont aux conditions initiales

$$S_\alpha^0=\chi\rho u_\alpha u^0 \qquad \text{pour} \quad x^0=0$$

et aux conditions d'isothermie initiale

$$F^\lambda=0 \qquad \text{pour} \quad x^0=0,$$

la solution trouvée des équations (1′), (2), (3) satisfait effectivement à $F^\lambda=0$.

On démontre que la solution du problème de l'évolution pour les équations (1), (2), (3) est unique à un changement de coordonnées près.

(*) Séance du 17 mars 1958.

([1]) A. Lichnerowicz, *Les théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Masson, 1955.

([2]) G. Darmois, *Les équations de la gravitation einsteinienne* (*Mém. Sc. Math.*, 1927).

([3]) J. Leray, *Hyperbolic differential equations*, Princeton, 1952 (Notes miméographiées de l'Institute for Adv. Study).

([4]) Y. Fourès-Bruhat, *Acta. Math.*, 1952.

([5]) *Cf.* (3).

([6]) *Cf.* (1), (2), (4).

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur le formalisme mathématique de la mécanique quantique*. Note (*) de M. **Assène Datzeff**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans deux communications ([1]), ([2]), nous avons montré qu'on peut retrouver certains résultats de la Mécanique quantique concernant le mouvement d'un corpuscule microscopique μ dans un champ $U(x)$ en admettant d'autres hypothèses que celles de la Mécanique ondulatoire usuelle. Pour simplifier, on considère le cas à une dimension. On a admis que le champ du support matériel (l'éther) se compose de corpuscules AE et que dans ce champ peuvent se créer des formations $\Phi_k (k=1, 2, \ldots)$. Le corpuscule μ peut se trouver dans des états stationnaires A_k d'énergie E_k et de probabilité de présence $w_k(x)$. On a introduit la fonction complexe $f_k(x)$, avec $|f_k|^2=w_k$, et la fonction $\Psi_k(x, t)=f_k(x)\exp(iE_k t/\hbar)$ vérifiant l'équation de distribution des probabilités de présence en fonction du temps (l'équation de Schrödinger). On va généraliser ici ces résultats.

Le mouvement mécanique d'un corpuscule est caractérisé par une suite de grandeurs-fonctions des variables canoniques q, p (ici x, p_x). On doit admettre

dans le cas quantique, à cause de l'effet des formations Φ_k et des fluctuations, que ces grandeurs doivent également subir des variations compliquées et chaotiques, et que ces variations sont soumises, comme la coordonnée x de μ, à des lois statistiques. En cas d'état stationnaire elles auront des valeurs fixes différentes avec des probabilités correspondantes. On va rechercher d'abord leurs valeurs moyennes.

Soit $F(x)$ une fonction donnée de x. Puisque $|\Psi(x, t)|^2\, dx$ est la probabilité de présence de μ dans l'intervalle dx, la valeur moyenne de F sera donnée, d'après la théorie des probabilités, par l'expression

$$\bar{F} = \int F\Psi^*\Psi\, dx. \tag{1}$$

Pour trouver la valeur moyenne d'une fonction de p_x, on fera usage du principe de correspondance [2]. Dans le cas d'un point de masse m animé d'un mouvement classique sur OX dans un champ $U(x)$, on a défini la probabilité de présence « classique » pendant le temps T dans l'intervalle x_1, x_2 par $dW = dt/T = m\, dx/Tp_x$ [1]. On en tire, pour la valeur moyenne classique d'une fonction $B(x, p_x)$

$$\bar{B} = \frac{m}{T}\int_{x_1}^{x_2} B(x, p_x)\frac{dx}{p_x}, \qquad \bar{p}_x = \frac{m}{T}(x_2 - x_1), \tag{2}$$

cette dernière formule correspondant au cas $B = p_x$. D'un autre côté on avait pour l'approximation classique de Ψ [2]

$$\Psi(x, t) = \frac{C'}{\sqrt{p_x}}\exp\left(\frac{i}{\hbar}(p_x x - Et)\right), \qquad |C'|^2 = \frac{m}{T}, \tag{3}$$

où l'on trouve la valeur de la constante $|C'|^2$ en égalisant $|\Psi|^2\, dx(3)$ à dW. En remplaçant $\Psi(3)$ dans (1) on voit qu'on retombe à la formule (2) avec $B = F$.

Soit maintenant $B = p_x$. La formule (1), d'après l'expression (3) de Ψ, suggère facilement la pensée suivante. Si l'on remplace dans (1) Ψ par l'expression (3) et F par la dérivée $\partial/\partial x$ agissant sur l'un des deux facteurs Ψ^* ou Ψ, on trouve à l'aide de calculs simples, en négligeant sous l'intégrale le membre de l'ordre plus élevé par rapport à $\hbar(\hbar \to 0)$, la valeur moyenne classique $\bar{p}_x(2)$, multipliée par $\pm i/\hbar$. On trouve par conséquent la valeur exacte de $\bar{p}_x(2)$ en remplaçant dans l'opération indiquée F par $-i\hbar\, \partial/\partial x$, à savoir

$$\bar{p}_x = \int \Psi^* \mathbf{P}_x \Psi\, dx, \qquad \mathbf{P}_x = -i\hbar\frac{\partial}{\partial x}, \tag{4}$$

où $\mathbf{P}_x$ est l'opérateur [4]. Il est facile de vérifier qu'on trouve la même valeur $\bar{p}_x$ en interchangeant dans (4) Ψ^* et Ψ et en même temps $\mathbf{P}_x$ et $\mathbf{P}_x^*$, ce qui conduit à l'idée que $\mathbf{P}_x$ (4) est un opérateur hermitien. Si B en (2) est un

polynome de p_x, on peut vérifier qu'on trouve la moyenne classique $\overline{B}(2)$ par une formule de la forme de (4), où $\mathbf{P}_x$ est remplacé par un opérateur linéaire qu'on trouvera en remplaçant formellement p_x dans $B(x, p_x)$ par $\mathbf{P}_x$. Il est clair aussi que la formule (1) est de la même forme que (4). Il s'ensuit que dans le cas quantique pour chaque fonction rationnelle entière $B(x, p_x)$ on peut écrire la formule suivante donnant la valeur moyenne de B qui est en accord avec le principe de correspondance

$$\overline{B} = \int \Psi^* \mathbf{B}(x, \mathbf{P}_x) \Psi \, dx. \tag{5}$$

La généralisation des résultats précédents pour les cas de deux et de trois dimensions est immédiate.

Soit maintenant $B(x, \ldots, p_x, \ldots)$ une grandeur mécanique d'opérateur correspondant $\mathbf{B}$ qu'on sait former et de valeur moyenne correspondante $\overline{B}(5)$. Comment trouvera-t-on les valeurs possibles de B dans le cas quantique ? Nous avons trouvé que les valeurs que prenait l'énergie étaient données par les valeurs propres de l'équation de la distribution des probabilités (l'équation de Schrödinger) qui, d'après la théorie générale des équations différentielles linéaires, peut être écrite sous la forme $\mathbf{H}f = Ef$, $\mathbf{H}$ étant l'opérateur de la fonction énergie. Cela suggère l'idée d'admettre que les valeurs possibles de B seraient les valeurs propres d'une équation de ce dernier type, à savoir

$$\mathbf{B}q(x, y, z) = bq(x, y, z). \tag{6}$$

[On peut également calculer les probabilités de ces valeurs en utilisant les propriétés des fonctions q (6) et Ψ.]

On peut appuyer cette affirmation par les arguments supplémentaires suivants :

1° D'après notre hypothèse en [1] la raison principale provoquant la quantification de l'énergie était l'interaction entre le corpuscule μ et les formations Φ_k dont on ignore la dynamique interne, ainsi que le caractère plus précis de ces interactions. Il est probable que ces mêmes raisons imposent à toutes les grandeurs mécaniques liées à μ des valeurs déterminées, possédant des probabilités données, par des équations de la même forme générale (6).

2° Dans plusieurs cas l'équation de E en différentes coordonnées se décompose en deux ou trois équations du même type exprimant de leur côté la quantification d'autres grandeurs mécaniques.

Les résultats ci-dessus joints à ceux de (2) expriment les principes fondamentaux de la mécanique quantique à l'aide desquels on peut développer, comme on le sait, tout son formalisme mathématique. Ils ont cependant été établis à la suite d'un schéma physique, d'après lequel le corpuscule en mouvement μ possède à chaque instant une position et une vitesse bien déterminées et une trajectoire qui n'est pas de type classique et qui a des traits communs

avec celle d'un corpuscule brownien. On arrive ainsi à une interprétation causale de la mécanique quantique. Des considérations plus détaillées de ces résultats paraîtront ailleurs.

(*) Séance du 17 février 1958.
(1) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1502.
(2) *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1670.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur une théorie non linéaire des particules de spin* 1. Note de M. **Kuo-Hsien Tzou**, présentée par M. Louis de Broglie.

Une théorie non linéaire des particules de spin 1, proposée dans une Note précédente, est précisée en ce qui concerne sa compatibilité et son applicabilité (liées à la non-linéarité) en cas de particules chargées et de particules neutres.

1. Dans une Note précédente (1), nous avons montré que la formulation usuelle du champ des particules chargées de spin 1 se réduit à une théorie incompatible, lorsque la masse propre des particules est rigoureusement nulle. Il existe cependant une théorie compatible de telles particules de masse propre nulle. Les équations de leur champ sont (avec $\hbar = c = 1$) (1)

$$(1)\qquad \begin{cases} \mathcal{D}_\rho F_{\rho\lambda} - ief_{\lambda\rho}A_\rho + e^2(A^*_\lambda A_\rho - A^*_\rho A_\lambda)A_\rho = 0, \\ \mathcal{D}^*_\rho F^*_{\rho\lambda} + ief_{\lambda\rho}A^*_\rho - e^2(A^*_\lambda A_\rho - A^*_\rho A_\lambda)A^*_\rho = 0, \end{cases}$$

$$f_{\lambda\rho} = \partial_\lambda a_\rho - \partial_\rho a_\lambda,$$
$$\mathcal{D}_\lambda = \partial_\lambda - iea_\lambda, \qquad F_{\lambda\rho} = \mathcal{D}_\lambda A_\rho - \mathcal{D}_\rho A_\lambda, \qquad \ldots,$$

a_λ est le vecteur potentiel d'un champ électromagnétique. On peut imposer sans incompatibilité au champ A_λ la condition supplémentaire suivante :

$$(2)\qquad \mathcal{D}_\lambda A_\lambda = 0, \qquad \mathcal{D}^*_\lambda A^*_\lambda = 0.$$

On peut aussi construire un lagrangien de ce champ, qui est

$$(3)\qquad L = -\frac{1}{2}F^*_{\lambda\rho}F_{\lambda\rho} - \frac{ie}{2}f_{\lambda\rho}(A^*_\lambda A_\rho - A^*_\rho A_\lambda) + \frac{e^2}{4}(A^*_\lambda A_\rho - A^*_\rho A_\lambda)^2.$$

Le vecteur densité de courant-charge s'écrit

$$(4)\qquad J_\lambda = ie(F^*_{\lambda\rho}A_\rho - A^*_\rho F_{\lambda\rho}) + ie\,\partial_\rho(A^*_\lambda A_\rho - A^*_\rho A_\lambda).$$

Nous supposons qu'une particule chargée de spin 1 mais de masse propre non nulle obéisse à des équations d'ondes exactement semblables à celles d'une telle particule de masse propre nulle. La présente théorie peut en effet se généraliser au cas de masse propre non nulle. Les équations du champ sont, dans ce cas,

$$(5)\qquad \begin{cases} \mathcal{D}_\rho F_{\rho\lambda} - m^2 A_\lambda - ief_{\lambda\rho}A_\rho + e^2(A^*_\lambda A_\rho - A^*_\rho A_\lambda)A_\rho = 0, \\ \mathcal{D}^*_\rho F^*_{\rho\lambda} - m^2 A^*_\lambda + ief_{\lambda\rho}A^*_\rho - e^2(A^*_\lambda A_\rho - A^*_\rho A_\lambda)A^*_\rho = 0. \end{cases}$$

Le champ A_λ obéit maintenant automatiquement à la condition supplémentaire (2). Le vecteur courant-charge a une même expression que (4). Mais la fonction lagrangienne doit s'écrire $L - m^2 A_\lambda^* A_\lambda$.

D'après cette théorie, le moment magnétique propre d'une particule chargée de spin 1 est, dans l'approximation du premier ordre en e (*voir* § 6 plus loin), deux fois le « magnéton mésique » $e/2m$, donc deux fois le moment magnétique selon la théorie usuelle (¹).

2. La nouvelle théorie est essentiellement une théorie non linéaire. Dans les équations d'ondes (1) ou (5), il y a en effet un terme du troisième ordre, $(A_\lambda^* A_\rho - A_\rho^* A_\lambda) A_\rho$ ou $(A_\lambda^* A_\rho - A_\rho^* A_\lambda) A_\rho^*$, qui est introduit pour que la théorie soit compatible en cas de masse propre nulle. Ce terme non linéaire est une grandeur du second ordre en e. Il représente une sorte de « self-couplage » de la particule chargée de spin 1.

3. Il est évident que la présente théorie est invariante de jauge par rapport au champ électromagnétique, a_λ. Mais la non-linéarité en A_λ exclut l'invariance de jauge par rapport au champ A_λ même en cas de masse propre nulle. En effet, les équations (1) ne sont pas invariantes par rapport à la transformation

$$A_\lambda \rightarrow A_\lambda + \mathcal{D}_\lambda \Lambda, \qquad A_\lambda^* \rightarrow A_\lambda^* + \mathcal{D}_\lambda^* \Lambda^*, \tag{6}$$

quelles que soient les fonctions scalaires Λ et Λ^*.

4. En l'absence de champ électromagnétique ($a_\lambda = 0$), les équations (5) et (2) doivent s'écrire

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial_\rho G_{\rho\lambda} - m^2 A_\lambda + e^2 (A_\lambda^* A_\rho - A_\rho^* A_\lambda) A_\rho = 0, \\ \partial_\rho G_{\rho\lambda}^* - m^2 A_\lambda^* - e^2 (A_\lambda^* A_\rho - A_\rho^* A_\lambda) A_\rho^* = 0, \end{array} \right. \tag{7}$$

$$\partial_\lambda A_\lambda = 0, \qquad \partial_\lambda A_\lambda^* = 0 \qquad (G_{\lambda\rho} = \partial_\lambda A_\rho - \partial_\rho A_\lambda). \tag{8}$$

Mais ces équations ne sont pas compatibles, car maintenant les équations d'ondes (7) n'impliquent pas les conditions supplémentaires (8) même quand $m \neq 0$; elles ne sont même pas compatibles avec ces conditions. Ceci est du fait de la présence du terme non linéaire.

Ainsi, quoique en l'absence de champ électromagnétique « extérieur », une particule chargée de spin 1 ne peut pas obéir aux équations (7) et (8). Elle doit obéir toujours aux équations d'ondes (5). En effet, une particule chargée crée elle-même un champ électromagnétique; elle est donc toujours en interaction avec son champ propre. On peut en fait écrire, dans (5),

$$a_\lambda = a_\lambda^{(e)} + a_\lambda^{(r)}, \tag{9}$$

où $a_\lambda^{(e)}$ est le champ « extérieur », champ des autres particules, et $a_\lambda^{(r)}$ le champ propre de la particule considérée. Alors, dans (5), $a_\lambda \neq 0$ même en l'absence de champ extérieur ($a_\lambda^{(e)} = 0$).

La théorie usuelle de l'électrodynamique est toujours une théorie linéaire,

les termes non linéaires ne se présentant pas dans (5). Dans ce cas, la superquantification permet, avec la méthode de renormalisation, d'éliminer l'effet physique du champ propre, $a_\lambda^{(r)}$, de sorte que, en l'absence de champ extérieur ($a_\lambda^{(e)} = 0$), la particule chargée obéit à des équations avec $a_\lambda = 0$. En d'autres termes, après les renormalisations, la particule se comporte comme une particule libre, si le champ extérieur est nul.

Dans une théorie non linéaire, la méthode usuelle de superquantification et les renormalisations ne sont en général plus valables. L'effet physique de l'interaction avec le champ propre ne serait plus éliminable, comme dans la théorie usuelle linéaire, par la renormalisation des constantes e et m même en l'absence de champ extérieur. Ainsi, une particule chargée de spin 1 doit obéir toujours aux équations d'ondes (5) sans, pour cela, satisfaire aux équations (7) et (8) quand le champ extérieur est nul.

5. Considérons maintenant un champ réel ($A_\lambda^* = A_\lambda$) en présence d'un champ électromagnétique. Les équations (5) et (2) s'écrivent alors

$$(10) \quad \begin{cases} (\partial_\rho - iea_\rho)\{G_{\rho\lambda} - ie(a_\rho A_\lambda - a_\lambda A_\rho)\} - m^2 A_\lambda = 0, \\ (\partial_\rho + iea_\rho)\{G_{\rho\lambda} + ie(a_\rho A_\lambda - a_\lambda A_\rho)\} - m^2 A_\lambda = 0; \\ (\partial_\lambda - iea_\lambda) A_\lambda = 0, \\ (\partial_\lambda + iea_\lambda) A_\lambda = 0. \end{cases}$$

Nous remarquons d'abord l'absence de termes non linéaires en cas de champ réel. D'autre part, les équations (10) ne sont compatibles que lorsque $e = 0$, et elles deviennent dans ce cas

$$(11) \quad \begin{cases} \partial_\rho G_{\rho\lambda} - m^2 A_\lambda = 0, \\ \partial_\lambda A_\lambda = 0. \end{cases}$$

Ainsi, dans la présente théorie, lorsque les variables du champ A_λ sont des grandeurs réelles, ce champ ne peut avoir aucune interaction avec le champ électromagnétique, c'est-à-dire qu'il faut que $e = 0$ dans ce cas. Un champ A_λ à variables réelles est donc un champ neutre. Du fait de l'absence de termes non linéaires, la présente théorie se réduit complètement à la théorie linéaire usuelle en cas de particules neutres. Le champ neutre est invariant de jauge lorsque la masse propre est nulle.

6. En fait, les particules chargées, qui obéissent aux équations (1) ou (5) selon la présente théorie, ne sont des particules de spin 1 que dans l'approximation du premier ordre en e. Au second ordre ($\sim e^2$), la non-linéarité intervient de sorte que la méthode usuelle de superquantification ne soit plus valable.

(1) K. H. Tzou, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 289.

(*Institut Henri Poincaré, Paris.*)

ACOUSTIQUE. — *Contribution à la théorie du bruit des moteurs à réaction : le bruit de combustion.* Note de M. **Jacques Brillouin**, transmise par M. Joseph Pérès.

Je considère la combustion comme une suite de petites explosions résultant de l'inflammation des grains ou gouttelettes de combustible. En l'absence de tout système résonant au voisinage immédiat du point où se produit l'explosion, cette dernière donne naissance à une onde sphérique qui prend très rapidement la forme dite en N. Dans le cas de petites explosions l'onde comporte deux fronts raides (ondes de choc) séparés par une zone de détente linéaire. Le passage de l'onde en un point de l'espace produit alors la pression acoustique p suivante :

$$(1)\quad \begin{cases} t < -T, & p = 0, \\ -T < t < T, & p = -a\dfrac{t}{T}, \\ T < t, & p = 0. \end{cases}$$

Cette forme peut être représentée par une intégrale de Fourier dont la fonction spectrale est

$$(2)\quad f(\omega) = -\frac{\cos\omega T}{\omega T} + \frac{\sin\omega T}{(\omega T)^2}$$

qui, pour ω petit tend vers $\omega T/3$. Pour ω grand, l'amplitude des oscillations de $f(\omega)$ décroît comme $1/\omega T$.

La fonction f représente une densité de pression acoustique par hertz. En acoustique on a coutume de considérer les densités par intervalle musical, par exemple par octave. La densité de pression sera donc proportionnelle à $\omega f(\omega)$. D'autre part les densités de puissance acoustique rayonnée sont proportionnelles au carré des densités de pression. La fonction spectrale à utiliser en acoustique est donc à un facteur constant près

$$(3)\quad F(\omega) = \omega^2 f^2(\omega).$$

Dans le cas du bruit de combustion nous avons à considérer le spectre résultant de la superposition d'un grand nombre d'ondelettes dont les amplitudes et les durées varient en fonction d'une part de la puissance de chaque explosion élémentaire, d'autre part du chemin parcouru par l'onde. Nous remplacerons donc dans (3) $f^2(\omega)$ par sa valeur moyenne prise par rapport à T autour d'une valeur moyenne T_m qui, dans un engin donné, peut être considérée comme caractérisant la *finesse* de la combustion.

Les oscillations de f disparaissent alors et la fonction F qui représente le spectre du bruit de combustion a les caractéristiques suivantes :

$$(4) \qquad \text{pour } \omega \text{ petit,} \quad F = \left(\frac{T_m}{3}\right)^2 \omega^4; \qquad \text{pour } \omega \text{ grand,} \quad F = \frac{1}{(2T_m^2)}.$$

Tracé à l'échelle doublement logarithmique, qui est usuelle, le spectre comporte donc deux asymptotes, l'une de pente égale à 4 pour ω petit, l'autre horizontale pour ω grand. Entre les deux se trouvera une partie courbe formant un arrondi plus ou moins étendu selon la dispersion des valeurs de T autour de la valeur moyenne T_m. Au point de croisement des asymptotes on a

$$(5) \qquad \omega^4 T_m^4 = \frac{9}{2}$$

qui permet de déterminer T_m à partir du relevé expérimental d'un spectre.

Cette théorie devrait évidemment être soumise à vérification expérimentale. On peut noter cependant qu'elle permet de rendre compte des différences qu'on peut observer entre les spectres de bruit de jets froids et ceux de réacteurs.

Dans notre mode de représentation les premiers comportent deux asymptotes dont les pentes sont approximativement $+2$ pour ω petit, et -2 pour ω grand, entre lesquelles se place une partie courbe passant par un maximum. Cette forme est très voisine de celle d'un spectre de turbulence.

Les spectres de réacteurs, lorsqu'on les examine en allant des basses vers les aigus, ont d'abord un aspect analogue mais, vers le maximum ou un peu au-delà, présentent une remontée aboutissant à une asymptote sensiblement horizontale. La position et l'importance de cette remontée par rapport à la valeur et la position du premier maximum varient beaucoup d'un réacteur à l'autre.

On est donc fondé à penser que le bruit d'un réacteur résulte de la superposition de deux bruits ayant des origines différentes sans corrélations immédiates entre elles. Dans le domaine des basses le bruit dominant serait, comme dans le cas de jets froids, engendré par la turbulence de l'écoulement. Dans le domaine des aigus le bruit dominant proviendrait d'une autre source, absente dans un jet froid.

Il est alors naturel de penser au bruit de combustion, et la théorie ci-dessus esquissée montre que ce n'est pas absurde : dans les basses ce bruit est faible et serait masqué par le bruit de turbulence; il apparaîtrait ensuite rapidement (asymptote de pente égale à 4), dépasserait le bruit de turbulence et comporterait vers l'aigu l'asymptote horizontale qu'on observe.

L'importance relative des deux bruits expliquerait alors la diversité des spectres des différents types de réacteurs.

MAGNÉTISME. — *Mesure de l'effet magnétocalorique de* MnAs. Note (*) de M. **André J. P. Meyer** et **Pierre Taglang**, transmise par M. Gabriel Foëx.

En 1951 nous avions montré (1) que la transformation subie à températures croissantes par MnAs à 45°C sépare un état ferromagnétique d'un état antiferromagnétique, confirmant ainsi une hypothèse émise par C. Guillaud en accord avec l'un d'entre nous (2). En effet les mesures de susceptibilités magnétiques effectuées par Mlle Serres montraient une variation de χ définissant un point de Néel à 126°C; deux mesures effectuées l'une sur un échantillon de Bates (3) l'autre sur un échantillon préparé par nous-mêmes (1) conduisaient aux mêmes conclusions. Une mesure de la variation de chaleur spécifique (1) mettait en évidence l'anomalie caractéristique d'une transition du second ordre à 126°C, confirmant ainsi l'existence à cette température du point de Néel décelé par les mesures de susceptibilités.

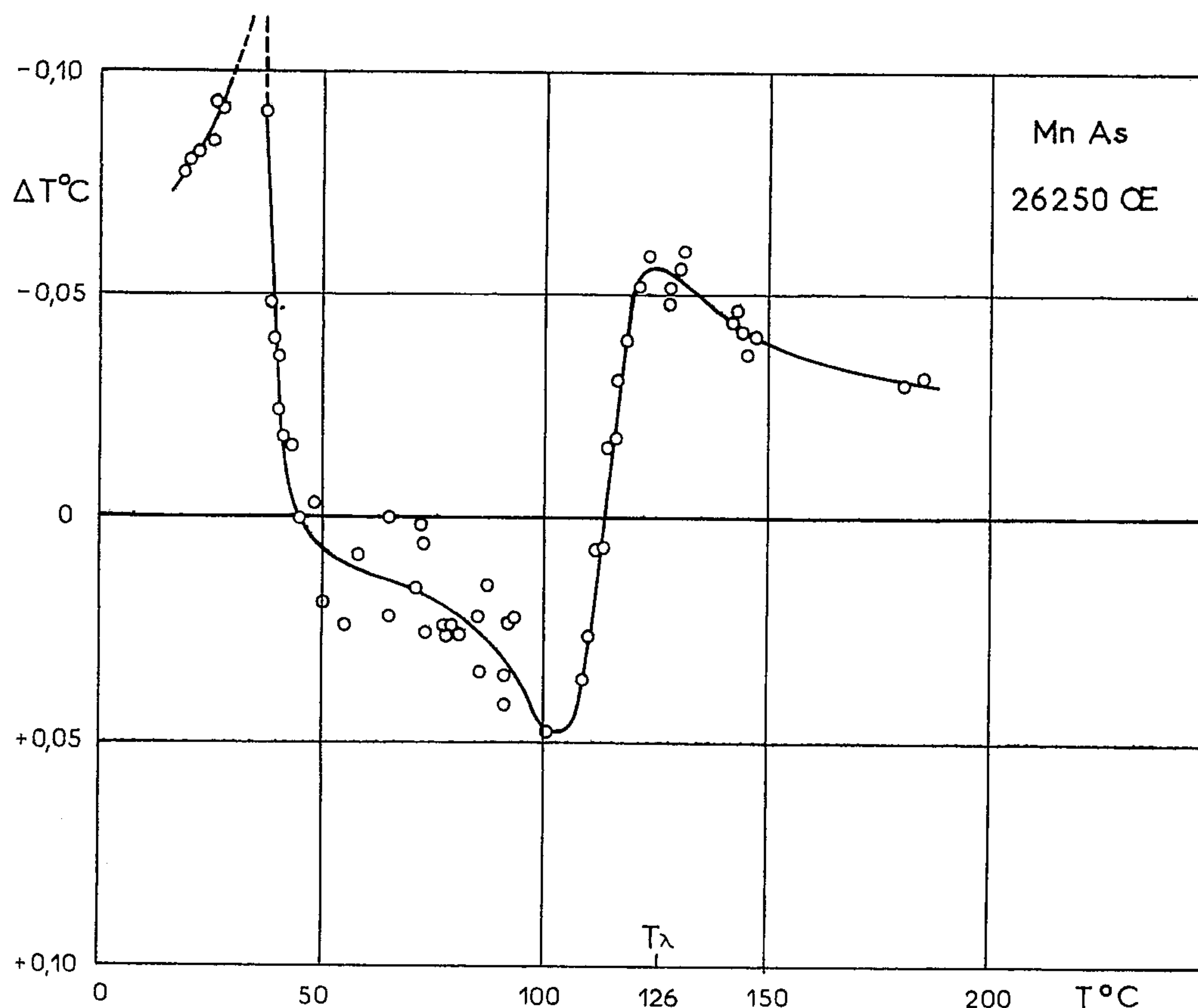
Par ailleurs nous avons déjà montré (4) que les antiferromagnétiques sont nettement caractérisés par la variation en fonction de la température de l'effet magnétocalorique. Son équation différentielle $dT = -(T/C_H)(\partial\sigma/\partial T)\,dH$ montre que l'effet ΔT, mesuré en fonction de T doit, comme $\partial\sigma/\partial T$, être maximum de part et d'autre du point de Néel et y changer de signe par une discontinuité.

Afin d'apporter une nouvelle preuve de l'antiferromagnétisme de MnAs au-dessus de sa transformation polymorphique à 45°C nous avons donc mesuré l'effet magnétocalorique en fonction de la température.

L'échantillon étudié est celui qui a précédemment servi aux mesures de susceptibilité et de variation de chaleur spécifique. Il se présente sous forme de poudre. Le dispositif expérimental est celui déjà utilisé pour la mesure de l'effet magnétocalorique sur $MnAu_2$ (4). Les mesures ont été faites par désaimantation adiabatique à températures décroissantes. En raison de la petitesse de l'effet, les mesures n'ont pu être effectuées que dans le champ le plus élevé dont nous disposions : 26 250 Oe.

Les résultats ont été portés en fonction de la température sur le graphique de la figure 1. La désaimantation adiabatique entraîne un abaissement de température ($\Delta T < 0$) dans la zone ferromagnétique au-dessous de 35°C. A la température de transformation l'effet passe par un maximum aigu de $\Delta T = -3°,2$ puis s'annule brutalement et s'inverse lorsque l'aimantation spontanée a totalement disparue. Lorsque la température continue à croître l'effet inversé croît progressivement jusqu'à 0°,05 puis vers 126°C subit une discontinuité en changeant encore de signe, pour atteindre un nouveau maximum de — 0°,06 et ensuite décroître progressivement. Cette variation de l'effet magnétocalorique correspond bien à la variation de $\partial\sigma/\partial T$ déduite des mesures de susceptibilités.

Cette mesure de l'effet magnétocalorique, l'anomalie de chaleur spécifique relevée à 126°C, le maximum de susceptibilité des courbes $\chi = f(T)$ concordent bien entre eux et permettent d'affirmer avec certitude que MnAs est effectivement antiferromagnétique au-dessus de sa transformation polymorphique à 45°C. Une étude complète de la nature de cet antiferromagnétisme sera publiée ultérieurement.



Rappelons finalement que la transformation polymorphique subie à températures croissantes par MnBi à 360°C est de nature différente. Alors que la transformation de MnAs sépare un état ferromagnétique d'un état antiferromagnétique, celle de MnBi, comme nous l'avions montré dès 1951 ([1]), sépare un état ferromagnétique d'un état paramagnétique dont $\theta_p \approx 200$°C. Cette phase stable au-dessus de 360°C se conserve aisément par trempe et est effectivement ferromagnétique avec un point de Curie de 170°C.

(*) Séance du 17 mars 1958.

([1]) A. J. P. Meyer et P. Taglang, *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 63 S.

(²) C. GUILLAUD, *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 75.
(³) A. SERRES, *J. Phys. Rad.*, 8, 1947, p. 146.
(⁴) A. J. P. MEYER et P. TAGLANG, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 457.

(*Laboratoires Pierre Weiss, Faculté des Sciences, Strasbourg.*)

MAGNÉTISME. — *L'approche à la saturation en* $1/H^2$ *des ferromagnétiques polycristallins*. Note (*) de M. **HENRI DANAN**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Lorsque dans l'approche à la saturation des ferromagnétiques on étudie le rôle des rotations de l'aimantation contre les forces magnétocristallines, on est conduit à rechercher le minimum de l'énergie libre totale (¹) :

$$E = F - HI_s \cos\theta,$$

F représentant l'énergie d'anisotropie magnétique. Cette énergie s'écrit, pour les corps uniaxes :

$$F = K_0 + K_1 \sin^2(\varphi - \theta) + K_2 \sin^4(\varphi - \theta) + \ldots,$$

φ et θ désignant respectivement les angles que font l'axe de facile aimantation et le vecteur aimantation avec le champ; pour les corps cubiques l'énergie d'anisotropie s'exprime par

$$F = K_0 + K_1 \sum_{i,j} \alpha_i^2 \alpha_j^2 + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \ldots,$$

les α_i désignant les cosinus directeurs du vecteur aimantation par rapport aux axes cristallographiques.

Dans l'étude de la loi d'approche on se limite en général, dans les expressions de F, aux deux premiers termes. Cette approximation n'est évidemment justifiée que lorsque $|K_2| \ll |K_1|$; on trouve alors pour la loi d'approche à la saturation des corps uniaxes :

$$(1) \qquad I = I_s\left[1 - \left(\frac{G}{2}\right)\frac{4}{15}\frac{K_1^2}{I_s^2}\frac{1}{H^2}\right]$$

et pour les corps cubiques :

$$(2) \qquad I = I_s\left[1 - \left(\frac{G}{2}\right)\frac{8}{105}\frac{K_1^2}{I_s^2}\frac{1}{H^2}\right].$$

Dans ces deux formules (G/2) est un facteur qui traduit l'effet des interactions entre cristallites (²), (³) et qui doit avoir approximativement la valeur 1/2 dans les domaines de champs habituellement utilisés. Cependant pour certains corps $|K_2|$ est du même ordre de grandeur que $|K_1|$ (cobalt, fer) ou même supérieur (nickel à température ambiante). Il convient alors pour déterminer le coefficient de la loi en $1/H^2$ de conserver les trois premiers termes de l'expression de l'énergie d'anisotropie.

Dans le cas des corps uniaxes l'énergie libre totale s'écrit :

$$E = K_0 + K_1 \sin^2(\varphi - \theta) + K_2 \sin^4(\varphi - \theta) - HI_s \cos\theta$$

et, en remarquant que, dans l'approche à la saturation, θ est petit devant φ, on a la condition d'équilibre :

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = -2K_1 \sin\varphi \cos\varphi - 4K_2 \sin^3\varphi \cos\varphi + HI_s\theta = 0,$$

d'où l'on tire θ et la loi d'approche pour un cristallite :

$$\frac{I}{I_s} = \cos\theta = 1 - \frac{\theta^2}{2} = 1 - \frac{1}{I_s^2 H^2}(2K_1^2 \sin^2\varphi \cos^2\varphi + 8K_1 K_2 \sin^4\varphi \cos^2\varphi + 8K_2^2 \sin^6\varphi \cos^2\varphi).$$

En faisant la moyenne sur la sphère de rayon unité et en introduisant les interactions entre cristallites on en tire la loi d'approche pour le polycristal :

$$(3) \qquad I = I_s\left[1 - \left(\frac{G}{2}\right)\frac{4}{315}(21K_1^2 + 48K_1K_2 + 32K_2^2)\frac{1}{I_s^2 H^2}\right]$$

qui se ramène à (1) pour $K_2 = 0$.

Pour les corps cubiques le calcul est notablement plus compliqué; en gardant les notations de Becker et Döring [1] on peut écrire l'énergie libre sous la forme

$$E = K_0 + \frac{1}{2}\left(1 - \sum_i \alpha_i^4\right) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 - HI_s \sum_i \alpha_i \beta_i,$$

les β_i désignant les cosinus directeurs du champ extérieur par rapport aux axes cristallographiques. La loi d'approche s'écrit alors :

$$I = I_s\left(1 - \frac{1}{2}\frac{1}{I_s^2 H^2}\sum_i A_i^2\right),$$

avec

$$\sum_i A_i^2 = \sum_i F_i^2 - \left(\sum_i F_i \beta_i\right)^2,$$

en posant $F_i = (\partial F/(\partial \alpha_i)_{\alpha_i = \beta_i}$. En exprimant les F_i et les $F_i\beta_i$ en fonction des β_i et en introduisant les interactions entre cristallites, on trouve une expression analogue à (3) :

$$(4) \qquad I = I_s\left[1 - \left(\frac{G}{2}\right)\frac{8}{105}\left(K_1^2 + \frac{2}{11}K_1K_2 + \frac{18}{5.7.11}K_2^2\right)\frac{1}{I_s^2 H^2}\right]$$

qui se ramène à (2) pour $K_2 = 0$.

Les formules (3) et (4) montrent que : 1° c'est seulement dans le cas $|K_2| \ll |K_1|$ qu'on peut se contenter des lois d'approche (1) et (2); 2° le rôle de K_2 est beaucoup plus important pour les corps uniaxes que pour les corps cubiques; 3° lorsque $|K_1|$ et $|K_2|$ sont du même ordre de grandeur il est impos-

sible de déterminer K_1 par la seule étude d'un échantillon polycristallin d'un corps uniaxe; pour un polycristallin cubique cette détermination est affectée d'une erreur sytématique pouvant atteindre 10 %.

Des mesures effectuées à la température ambiante sur du cobalt polycristallin et sur un monocristal de cobalt, préparés à partir du même cobalt électrolytique ont permis de vérifier la formule (3) avec

$$K_1 = 4,7.10^6 \text{ ergs/cm}^3, \qquad K_2 = 1,0.10^6 \text{ ergs/cm}^3, \qquad \left(\frac{G}{2}\right) \simeq 1.$$

Les valeurs K_1 et K_2 sont en bon accord avec celles données par d'autres auteurs ([4]), ([5]), ([6]). Il est remarquable qu'on trouve ici $(G/2) \simeq 1$, ce qui semblerait indiquer que pour le polycristal de Co l'effet des interactions entre cristallites est très faible.

On a également étudié à température ambiante du fer très pur polycristallin ([7]) : on a trouvé une loi d'approche de la forme $I = I_s(1 - b/H^2) + \chi(H).H$; l'expérience donne $b = 2,4.10^3$; or, avec les valeurs les plus récentes de K_1 et K_2 ([8]) on tire de (4) : $b = 2,6.10^3$ en prenant $(G/2) = 1/2$. Dans le cas du fer l'effet des interactions entre cristallites est donc bien celui auquel on doit s'attendre d'après la théorie.

En ce qui concerne le nickel il est très difficile de tirer des conclusions des résultats expérimentaux en raison des grandes valeurs des tensions internes présentes dans des échantillons même soigneusement recuits.

(*) Séance du 17 mars 1958.

([1]) BECKER-DÖRING, *Ferromagnetismus*, Springer Verlag, Berlin, 1939, p. 168.
([2]) T. HOLSTEIN et H. PRIMAKOFF, *Phys. Rev.*, 59, 1941, p. 388.
([3]) L. NÉEL, *J. Phys. Rad.*, 9, 1948, p. 193.
([4]) HONDA et MASUMOTO, *Sc. Rep. Tohoku Univ.*, 20, 1931, p. 323.
([5]) C. GUILLAUD, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 1062.
([6]) W. SUCKSMITH et J. E. THOMPSON, *Proc. Roy. Soc.*, A, 225, 1954, p. 362.
([7]) H. DANAN, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 401.
([8]) H. SATO et B. S. CHANDRASEKHAR, *Phys. and Chem. of Solids*, 1, n° 4, 1957, p. 228.

(*Laboratoires Pierre Weiss, Faculté des Sciences, Strasbourg.*)

SEMI-CONDUCTEURS. — *Absorption de la lumière par les paires électron-trou libérées par effet photoélectrique dans un monocristal de germanium.* Note (*) de M. **FRANÇOIS DESVIGNES**, présentée par M. Louis Leprince-Ringuet.

Le facteur de transmission d'un semi-conducteur aux longueurs d'onde supérieures à celle du seuil photoélectrique peut être modulé par l'absorption due à des charges libérées par l'effet photoélectrique. Description d'une expérience mettant cet effet en évidence. Premiers résultats de mesure de la section de capture des paires électron-trou ; comparaison aux valeurs numériques données par les autres méthodes.

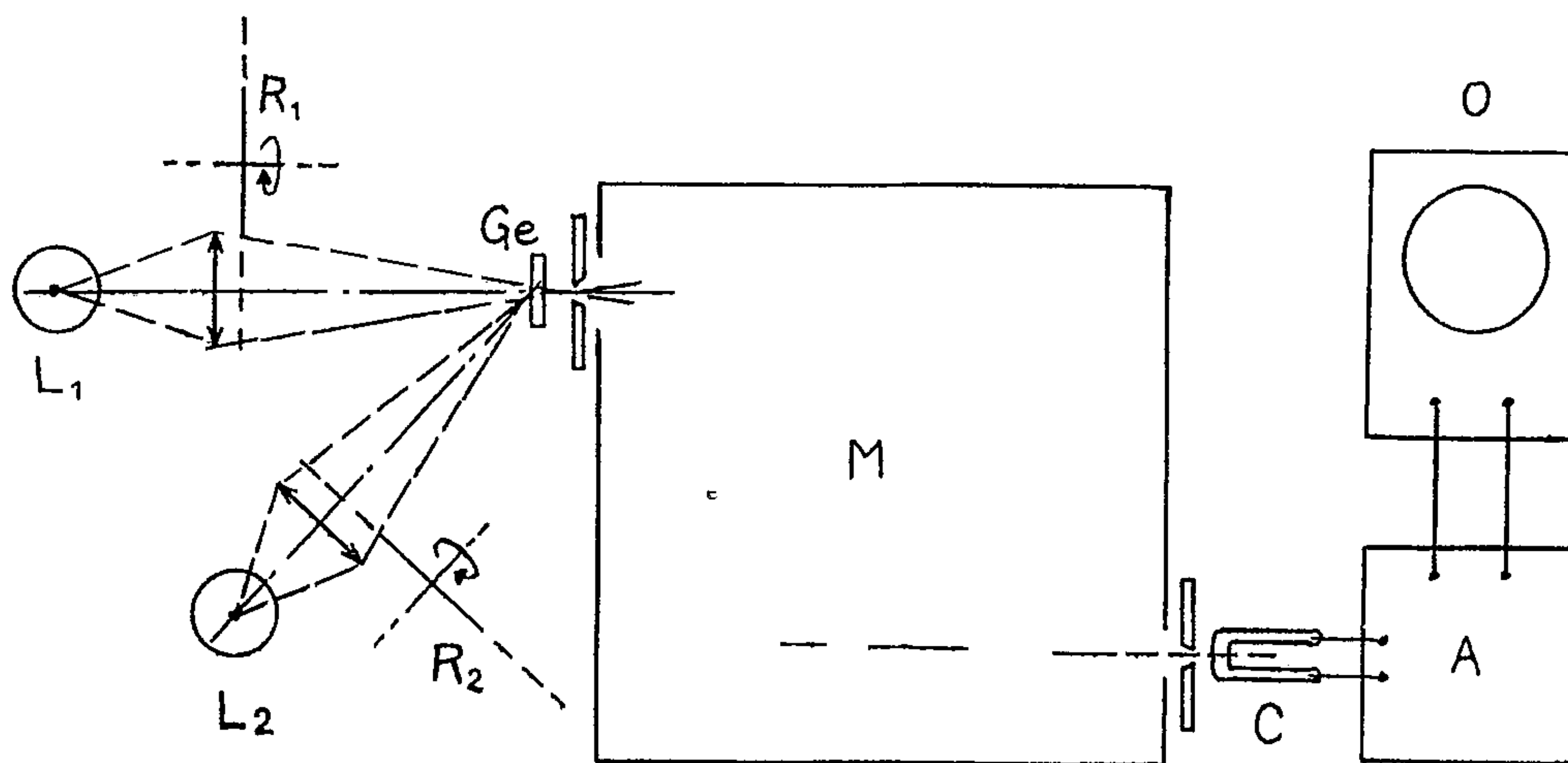
Depuis 1950, la mesure de l'absorption de la lumière par les charges libres dans les semi-conducteurs monocristallins a fait l'objet d'une vingtaine de publications.

Sur ce point le germanium est le matériau le mieux connu : on peut résumer les propriétés des électrons et des trous dans cette substance en disant que :

1° les électrons satisfont en pratique à la théorie de Drude Zener (absorption à spectre continu);

2° les trous ont un spectre d'absorption discontinu attribué à des transitions possibles dans les bandes de valence (maxima d'absorption à 500, 2 200 et 3 500 cm^{-1});

3° à concentration égale, l'absorption due aux trous est beaucoup plus importante que celle qui est due aux électrons, au moins pour les longueurs d'onde inférieures à 30 μ.



Dans la plupart des travaux mentionnés ci-dessus (1), (2) les charges libres étaient introduites dans le germanium par dopage; les autres publications se rapportent à l'absorption par des paires électron-trou injectées électriquement (jonction PN polarisée dans le sens direct) (3), (4), (5). La présente Note se rapporte à une expérience où l'on détermine l'absorption due à des paires électron-trou libérées par effet photoélectrique.

La lame à faces planes et parallèles de germanium Ge soumise à l'essai est éclairée par deux lampes à incandescence L_1 et L_2 (*fig.*).

La lampe L_1 a une intensité lumineuse constante ou tout au moins susceptible de variations très lentes seulement : la lumière qui a traversé l'échantillon est filtrée par un monochromateur M, et la lumière filtrée est reçue par une cellule photoconductrice au sulfure de plomb C associée à un amplificateur sélectif A (fréquence, 17 Hz; largeur de bande, 0,5 Hz environ), et à un oscilloscope cathodique O.

La lumière émise par la lampe L_2 au contraire, est modulée à 100 % et sinusoïdalement à 17 Hz au moyen d'une roue dentée R_2 entraînée par un moteur synchrone. Elle est ensuite focalisée obliquement sur l'échantillon Ge, de façon telle que la fraction qui pourrait traverser ce dernier ne puisse pas exciter la cellule photoélectrique C.

Avec un tel montage, on n'observe une réponse de l'amplificateur que lorsque les deux sources L_1 et L_2 sont allumées, ce qui prouve que par effet photoélectrique, la lumière issue de L_2 peut moduler le facteur de transmission de l'échantillon.

Pour mesurer le taux de modulation du facteur de transmission, nous avons interposé dans le faisceau issu de L_1 un modulateur R_1 basé sur le même principe que le premier, mais différent en ce sens que le taux de modulation était inférieur à 1 %, ceci afin d'étalonner le dispositif, par comparaison, sans modifier les conditions d'observation (éclairement moyen de l'échantillon, éclairement continu de la cellule, etc.).

La source L_2 était une lampe à ruban de tungstène maintenue à la température de couleur de 2 850° K. Compte tenu de l'émission par le tungstène, des pertes par réflexion et par absorption, de l'ouverture du faisceau de l'angle d'incidence sur l'échantillon et du seuil photoélectrique effectif du germanium, la densité superficielle maximum d'injection a été trouvée, par le calcul, égale à $8,1.10^{17}$ paires électron-trou par centimètre carré et par seconde.

Compte tenu des caractéristiques de l'échantillon : épaisseur $W = 2,36$ mm, durée de vie dans la masse $\tau = 150\,\mu s$, vitesse de recombinaison superficielle $S \simeq 300$ cm/s, il est facile de calculer la concentration moyenne $\bar{\Delta}$ des charges excédentaires, les formules de l'état stationnaire étant applicables puisque le produit $\omega\tau_e$ de la pulsation ω de la modulation par la durée de vie effective τ_e est petit devant l'unité. On trouve ainsi que cette valeur moyenne est

$$\bar{\Delta} = \frac{J}{W} \frac{\tau}{1 + \frac{SL}{D} \frac{1 + \operatorname{ch} \frac{W}{L}}{\operatorname{sh} \frac{W}{L}}} = 3,31.10^{14}\ \text{cm}^{-3},$$

J étant la densité superficielle d'injection, D la constante de diffusion des charges minoritaires (germanium intrinsèque, $D \simeq 60\ \text{cm}^2/\text{s}$), et L la longueur de diffusion de ces charges $\left(L = \sqrt{D\tau} = 9,5.10^{-2}\ \text{cm}\right)$.

Dans ces conditions, la mesure du taux de modulation du facteur de transmission T a donné, pour valeur du rapport entre l'amplitude crête à crête du signal à 17 Hz et celle du signal continu transmis, à $2,15\,\mu$

$$\frac{\delta T}{T} = 4,9.10^{-3}.$$

On en déduit la section de capture σ pour une paire électron-trou à cette

longueur d'onde

$$\sigma \simeq \frac{\partial T}{T} \frac{1}{W \overline{\Delta}} = 6,27.10^{-17}\,\mathrm{cm}^2.$$

Cette valeur est environ la moitié de celle qui paraît actuellement la plus probable ([1]), ([2]). Plusieurs raisons peuvent justifier un désaccord dans ce sens :

— insuffisance des dimensions de la tache éclairée sur l'échantillon;

— densité des charges excédentaires aux voisinage de la surface éclairée trop grande par rapport aux concentrations d'équilibre.

Nous envisageons de continuer ces expériences afin de préciser ces résultats.

Je dois à M. Revuz la mesure des durées de vie ainsi que plusieurs discussions relatives à l'interprétation de ces mesures, et M. Besse m'a aidé dans la partie expérimentale de ce travail.

(*) Séance du 17 mars 1958.

([1]) W. Kaiser, R. J. Collins et H. Y. Fan, *Phys. Rev.* 91, (6), 15 septembre 1953, p. 1380.

([2]) H. B. Brigs et R. C. Fletcher, *Phys. Rev.*, 87, (6), 15 septembre 1952, p. 1130.

([3]) R. Newmann, *Phys. Rev.*, 91, (6), 15 septembre 1953, p. 1311.

([4]) R. Newmann, *Phys. Rev.*, 96, (5), 1er décembre 1954, p. 1188.

([5]) N. J. Harrick, *Phys. Rev.*, 101, (1), 1er janvier 1956, p. 491.

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Résonance magnétique nucléaire du mercure ^{201}Hg, aligné par pompage optique.* Note de MM. **Bernard Cagnac**, **Jean Brossel** et **Alfred Kastler**, présentée par M. Francis Perrin.

L'alignement nucléaire de ^{201}Hg dans la vapeur de mercure a été obtenu par irradiation optique. La résonance magnétique nucléaire a été observée par détection optique à la fréquence de 10 kc/s dans un champ de 35,6 gauss.

La méthode de pompage optique ([1]) a été utilisée pour mettre en évidence la résonance magnétique dans l'état fondamental des atomes alcalins Na, K, Rb, Cs ([2]). De nombreuses variantes du dispositif initial de pompage ont été proposées et mises en œuvre avec succès ([3]). Rappelons que l'illumination d'une vapeur alcaline par sa raie de résonance *polarisée circulairement* provoque « *l'orientation* » de cette vapeur; au contraire, l'illumination en *lumière naturelle*, dans la direction du champ magnétique, aboutit à un « *alignement* » partiel qui a pu être observé par Margerie ([4]).

Les atomes précédents sont paramagnétiques; en opérant sur un atome diamagnétique possédant un spin nucléaire, on peut espérer obtenir une orientation (ou un alignement) *nucléaire* en utilisant le même procédé. L'expérience, tentée par Brossel et Bitter ([5]) sur ^{199}Hg, avait donné un résultat négatif. La

raison de cet échec est sans doute le manque d'intensité de la lumière orientatrice : faible brillance de la source, manque d'ouverture des faisceaux utilisés, forte absorption du polariseur. Le but de la présente Note est de signaler que nous avons repris cette expérience sur ^{201}Hg de spin nucléaire $I = 3/2$ et que nous avons obtenu un résultat *positif*.

L'isotope utilisé, séparé au spectrographe de masse à double monochromateur du C. E. A. par M. Cassignol, avait une concentration de 90 % ; il était contenu dans une cellule cubique en quartz fondu de 4 cm d'arête; la température du réservoir de mercure était -20°C de manière à éviter les effets de la diffusion multiple.

L'excitation optique utilise la lumière naturelle, l'illumination se faisant dans la direction du champ magnétique (composantes σ^+ et σ^-) de manière à obtenir un *alignement partiel* du moment nucléaire. La source est une lampe sans électrodes de 20 mm de diamètre et de 1 mm d'épaisseur; elle a la forme d'un disque très plat et est observée perpendiculairement aux faces. Elle contient du mercure ^{198}Hg (à 98 %) et est excitée à l'aide d'un magnétron fournissant 100 W à 3 000 mc/s.

La structure de la raie 2537 Å est telle que la composante de ^{198}Hg coïncide à peu près avec la composante hyperfine de ^{201}Hg conduisant à l'état hyperfin $F = 3/2$ du niveau excité $6\,^3P_1$ ([6]).

L'alignement de ^{201}Hg est donc produit par absorption de cette seule composante, et les valeurs des probabilités de transition optiques sont telles que les niveaux $m_I = \pm 1/2$ de l'état fondamental se vident partiellement au profit des niveaux $m_I = \pm 3/2$. La détection de la résonance magnétique entre niveaux m_I se fait par procédé optique : elle utilise le changement du degré de polarisation de la lumière de résonance optique réémise par la vapeur de ^{201}Hg (en l'absence de tout gaz étranger) sous l'influence d'un champ de radiofréquence H_1, perpendiculaire au champ statique H_0.

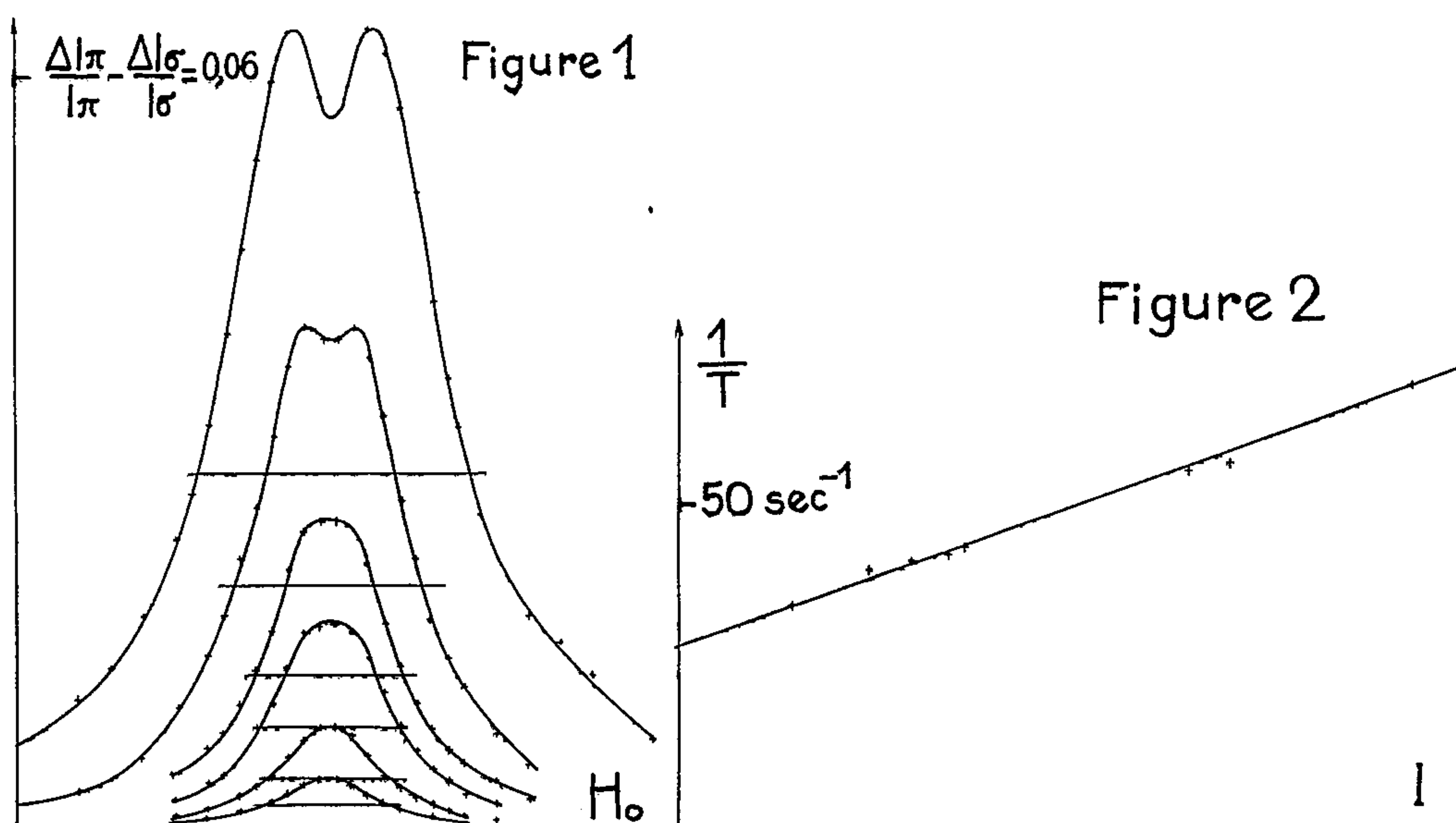
La fréquence de H_1 était de 10^4 c/s; la résonance a été observée pour une valeur de H_0 de 35,6 gauss (connu à 0,5 % près) à l'emplacement prévu ([7]). La figure 1 représente les résonances observées avec divers niveaux de radiofréquence. Elles sont bien représentées par des formules de Majorana-Brossel ([8]) et présentent aux fortes valeurs de H_1 le renversement typique.

Nous avons vérifié (aux fréquences de 5 et 15 kc/s) que le champ résonnant varie linéairement avec la fréquence; les variations ΔI_π et ΔI_σ des intensités π et σ à résonance ont le signe prévu ($\Delta I_\pi > 0$, $\Delta I_\sigma > 0$).

La grandeur des quantités $\Delta I_\pi/I_\pi$ et $\Delta I_\sigma/I_\pi$ mesurées correspond à une différence de population entre les niveaux $m_I = \pm 1/2$ et $m_I = \pm 3/2$ qui est environ la moitié du maximum théorique possible.

La largeur $\Delta\nu$ des raies observées est très faible. Elle dépend du niveau de radiofréquence H_1, de la « durée de vie » T des niveaux m_I de l'état fondamental et des inhomogénéités ΔH_0 du champ H_0 sur le volume de la cellule.

La mesure de la largeur $\Delta\nu$ en fonction de H_1 permet de déterminer la largeur $\Delta\nu_0$ pour H_1 nul. $\Delta\nu_0$ est de 22 c/s pour les courbes de la figure 1. Cela correspond à une « durée de vie » T qui est beaucoup plus longue que le temps de transit d'un atome d'une paroi à l'autre : les collisions contre les parois sont donc sans influence sur le spin nucléaire. Elles ne sont pas une cause importante de désorientation contrairement à ce qui se produit pour les vapeurs alcalines.



Le temps T est en grande partie déterminé par l'intensité lumineuse I, comme le montre la figure 2. On voit que 1/T est une fonction linéaire de I comme on doit s'y attendre : T est en effet au plus égal au temps moyen qui sépare l'absorption successive de deux photons par le même atome. Aux intensités lumineuses très faibles, $\Delta\nu_0$ est de l'ordre de 9 c/s et ΔH_0 entre sans doute pour quelques cycles dans cette valeur. Nous n'avons pas encore identifié avec certitude l'origine de la relaxation.

(1) A. KASTLER, *J. Phys. Rad.*, 11, 1950, p. 255; E. R. ANDREW, *Nuclear Magnetic Resonance*, Cambridge University Press, 1955, p. 63.

(2) A. KASTLER, *J. Opt. Soc. Amer.*, 47, 1957, p. 460 et *Nuovo Cimento*, 6, 1957, n° 3 del Supplemento, p. 1148; M. ARDITI et T. R. CARVER, *Phys. Rev.*, 109, 1958, p. 1012; T. SKALINSKI, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1908; F. DIAMAND, J. M. LEGENDRE et T. SKALINSKI, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 90; F. HARTMANN, M. RAMBOSSON, J. BROSSEL et A. KASTLER, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1522.

(3) J. BROSSEL, J. MARGERIE et A. KASTLER, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 865; H. G. DEHMELT, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1487; W. E. BELL et A. L. BLOOM, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 1559 et 109, 1958, p. 219; W. FRANZEN et A. G. EMSLIE, *Phys. Rev.*, 108, 1957, p. 1453.

([4]) J. MARGERIE, J. BROSSEL et A. KASTLER, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 474.

([5]) F. BITTER et J. BROSSEL, *Phys. Rev.*, 85, 1952, p. 1051; F. BITTER, R. F. LACEY et B. RICHTER, *Rev. Mod. Phys.*, 25, 1953, p. 174.

([6]) P. L. SAGALYN, A. C. MELISSINOS et F. BITTER, *Phys. Rev.*, 109, 1958, p. 375.

([7]) W. G. PROCTOR et F. C. YU, *Phys. Rev.*, 81, 1951, p. 20; J. BLAISE et H. CHANTREL, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 193.

([8]) J. BROSSEL et F. BITTER, *Phys. Rev.*, 86, 1952, p. 308; J. BROSSEL, *Ann. Phys.*, 7, 1952, p. 622.

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE. — *Résonance des protons du diphénylpicrylhydrazyl à l'état solide.* Note (*) de Mlle **GINETTE BERTHET** et M. **RICHARD REIMANN**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous avons envisagé de soumettre le diphénylpicrylhydrazyl (DPPH) $(C_6H_5)_2—N—\underset{\bullet}{N}—C_6H_2(NO_2)_3$, radical libre organique stable, à une double résonance nucléaire et électronique. La résonance électronique ayant été précédemment analysée ([1]), nous avons été conduits à l'étude préliminaire de la résonance des protons de ce solide paramagnétique.

Le paramagnétisme du DPPH est lié à l'existence d'un électron libre dans la molécule. Ce spin électronique crée au niveau des noyaux et, en particulier des protons, des champs magnétiques internes forts d'origine dipolaire qui interagissent avec les spins nucléaires. Il est intéressant de voir si ces champs locaux affectent la position, la largeur et la forme du signal de résonance des protons.

1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — Le spectrographe utilisé, du type autooscillateur, est analogue à celui décrit par R. Gabillard ([2]). L'oscillateur Clapp (*fig.* 1) assure en même temps la détection du signal. L'intérêt de ce spectrographe est qu'il allie à une extrême simplicité dans la réalisation, une bonne sensibilité : nous avons pu observer directement sur l'oscillographe cathodique, après préamplification, le signal de résonance des protons du DPPH (*fig.* 2), à la fréquence de 28,27 MHz avec un rapport signal-bruit satisfaisant.

2. ÉTUDE DU SIGNAL DE RÉSONANCE. — 2.1. *Étude à température ordinaire.* — *a.* Nous notons la forme particulière du signal de résonance des protons du DPPH en poudre à température ordinaire (*fig.* 2). Ce signal est très symétrique, presque triangulaire, avec une très faible contribution des ailes. Nous avons mesuré la largeur de raie à mi-hauteur : $5,1 \pm 0,2$ Oe, et le second moment, par la méthode d'analyse harmonique du signal de J. Hervé ([3]) : 14 ± 2 Oe². Ces valeurs montrent que le signal ne possède pas une forme classique de Gauss ou de Lorentz.

b. Nous avons cherché à déterminer s'il existe un déplacement de la fréquence de résonance des protons du DPPH.

La correction macroscopique due au paramagnétisme statique reste faible à température ordinaire, de l'ordre de 1/10ᵉ d'oersted; $\chi = 3.10^{-6}$ par gramme. Si nous introduisons sur l'axe de l'échantillon cylindrique de DPPH, un tube capillaire rempli d'eau, cette correction est la même, au premier ordre et en négligeant le paramagnétisme de l'eau devant celui du DPPH, pour les protons de l'eau et pour ceux du DPPH. Donc, s'il est possible de séparer les deux raies, leur distance mesurera le déplacement dû aux champs créés par l'électron libre. A la précision de cette mesure évaluée au 1/20ᵉ de la largeur de raie du DPPH, soit à 0,2 Oe près, les deux signaux se superposent exactement.

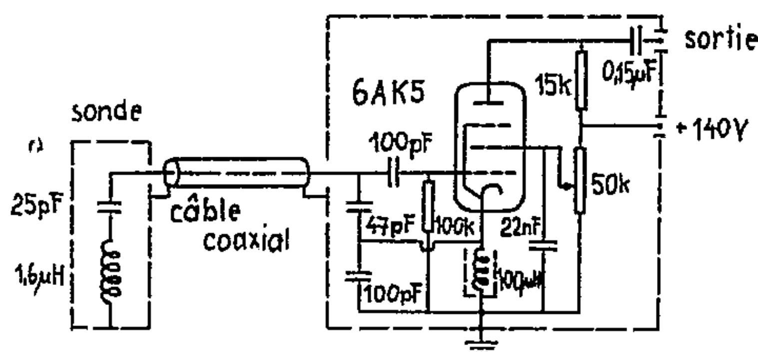


Fig. 1.



Fig. 2.



Fig. 3.

Fig. 1. — Oscillateur Clapp.
Fig. 2. — Signal de résonance des protons du DPPH à température ordinaire.
Fig. 3. — Signal de résonance des protons du DPPH à 77° K.

Nous n'avons donc trouvé aucun effet d'un ordre de grandeur comparable à celui qui, par exemple, existe pour les protons du fluor dans un sel paramagnétique, le fluorure de manganèse ([4]) ni au « Knight shift » produit dans les métaux ([5]) par les électrons de conduction.

2.2. *Interprétation.* — Nous n'avons pas observé le fort élargissement auquel nous aurions pu nous attendre par suite de l'existence d'un champ électronique fort. Ceci provient de l'existence d'interactions d'échange importantes, liées à l'extrême délocalisation de l'électron dans la substance et créant un rétrécissement d'échange.

La valeur mesurée du second moment est voisine de la valeur déterminée par application de la formule de Van Vleck ([6]) aux protons du benzène solide ([7]), qui est de l'ordre de 10 Oe². Ceci est normal, étant donné les distances interatomiques dans la molécule de DPPH, si la contribution au second moment des champs d'origine électronique est négligeable.

Au niveau de chaque proton se superpose au champ continu appliqué, la valeur moyenne dans le temps du champ local créé par l'électron. Cette valeur moyenne est bien pratiquement nulle ici, puisque nous n'avons observé ni déplacement du signal de résonance, ni décomposition de celui-ci alors que dans la molécule tous les protons qui résonnent ne sont pas soumis au même champ local.

Celui-ci aurait sur la résonance des protons d'un monocristal, un effet anisotrope. Le signal de la poudre devrait présenter une asymétrie qui n'a pas été observée : ceci confirme encore que la valeur moyenne du champ local créé par l'électron au niveau des protons est très faible.

2.3. *Étude à température de l'azote liquide.* — La figure 3 représente le signal de résonance des protons du DPPH à 77° K. Les figures 2 et 3 correspondent à la même valeur de balayage alternatif du champ continu. Nous notons un élargissement très net du signal qui devient fortement asymétrique avec une bosse vers les champs élevés. Nous avons mesuré, la largeur de raie à mi-hauteur : $8,6 \pm 0,2$ Oe et le second moment : 21 ± 3 Oe². La distance entre le pic de résonance aigu et la bosse latérale est de 5,5 Oe.

2.4. *Interprétation.* — Dans beaucoup de solides organiques, on note un élargissement ([8]) brusque du signal de résonance à basse température, car des semi-rotations qui, à température ordinaire, rétrécissent la raie sont alors gelées. Le second moment à température ordinaire étant de l'ordre de grandeur prévisible, et non pas notablement plus faible, l'hypothèse des semi-rotations ne nous a pas paru à retenir ici, d'autant plus qu'elle ne rend pas compte de l'asymétrie de la raie à basse température.

Nous émettons l'hypothèse que les champs locaux créés par l'électron, très faibles à température ordinaire, augmentent lorsque la température décroît. Il en résulte une action anisotrope sur la raie de résonance d'un monocristal : élargissement et déplacement. Ceci se traduit sur la poudre par une raie élargie et asymétrique. Nous avons là un effet analogue au « Knight shift » anisotrope dans les métaux ([5]).

Rappelons aussi que le DPPH utilisé contient du benzène de cristallisation ([1]) et ceci, à toute température, peut influer sur la forme du signal.

Les résultats obtenus montrent que, pour préciser l'étude précédente, nous devrons opérer sur un monocristal et dans un large domaine de température, de la température de l'hélium liquide à la température ordinaire.

(*) Séance du 17 mars 1958.

([1]) G. Berthet, *Thèse*, 1957, à paraître aux *Annales de Physique*.
([2]) R. Gabillard, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 705.
([3]) J. Hervé, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1475 et 245, 1957, p. 653.
([4]) R. G. Shulman et V. Jaccarino, *Phys. Rev.*, 108, 1957, p. 1219.
([5]) N. Bloembergen et T. J. Rowland, *Acta Metallurgica*, 1, 1953, p. 731.
([6]) J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.*, 74, 1948, p. 1168.
([7]) E. R. Andrew et R. G. Eades, *Proc. Phys. Soc. Lond.*, A 66, 1953, p. 415; *Proc. Roy. Soc.*, A 218, 1953, p. 537.
([8]) H. S. Gutowsky et G. E. Pake, *J. Chem. Phys.*, 18, 1950, 162.

(*Laboratoire d'Électronique et de Radioélectricité, avenue du Général-Leclerc, Fontenay-aux-Roses.*)

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE. — *Un dispositif simple pour l'étude des doubles résonances magnétiques. Application au charbon.* Note de MM. Jean-Loup Motchane, Edmond Erb, et Jean Uebersfeld, présentée par M. Francis Perrin.

Un dispositif comprenant une bobine de résonance nucléaire placée dans une cavité résonante a été mis au point pour l'étude des phénomènes de double résonance magnétique. Il a permis d'observer un effet Overhauser dans une poudre de charbon baignée par du benzène.

On sait que dans les expériences de double résonance on excite simultanément les résonances magnétiques, électroniques et nucléaires dans une substance contenant à la fois des spins électroniques et nucléaires susceptibles d'interagir.

Dans l'effet Overhauser, la résonance électronique est saturée et la résonance nucléaire est observée simultanément.

Si l'on s'intéresse à l'effet Overhauser donné par les protons (en présence d'un sel paramagnétique) dans un champ magnétique d'environ 3 000 gauss, il faut appliquer à l'échantillon un champ de radiofréquence d'environ 14 MHz, produit par une bobine, et un champ d'hyperfréquence de 9 000 MHz produit dans une cavité résonnante. Trois solutions expérimentales sont *a priori* possibles :

1° On peut séparer géométriquement la cavité résonnante de la bobine et faire passer rapidement l'échantillon de la cavité, où la résonance électronique a été saturée, dans la bobine où la résonance est observée. Cette solution élégante ne s'applique que lorsque le temps de relaxation nucléaire spin-réseau est suffisamment long pour que la polarisation nucléaire obtenue par saturation des spins électroniques se conserve pendant le transfert de la cavité à la bobine (1).

2° On place la bobine autour de la cavité résonnante, qui doit alors être nécessairement très mince pour ne pas constituer un écran pour le champ de radiofréquence.

Ce résultat est obtenu au moyen de cavités en verre métallisé. Ces cavités doivent être de petites dimensions pour pouvoir entrer dans une bobine de résonance nucléaire. Elles ont donc une surtension relativement faible. Elles sont par ailleurs difficiles à réaliser.

Cette méthode est surtout utilisée pour observer la résonance électronique lorsqu'on sature des transitions entre des sous-niveaux nucléaires, c'est-à-dire dans la méthode de double résonance de Feher (2).

3° La dernière méthode consiste à placer la bobine à l'intérieur de la cavité, ce qui constitue l'idéal pour l'observation de la résonance nucléaire. Sa mise en œuvre est délicate si l'on veut préserver le coefficient de surtension de la cavité.

Nous avons pu réaliser un tel dispositif en utilisant une cavité résonnant dans le mode TE_{011}.

Le coefficient de surtension de la cavité est supérieur à 5 000, ce qui permet de produire un champ magnétique d'hyperfréquence de 0,5 gauss d'amplitude, au moyen d'un klystron délivrant une puissance de 100 mW.

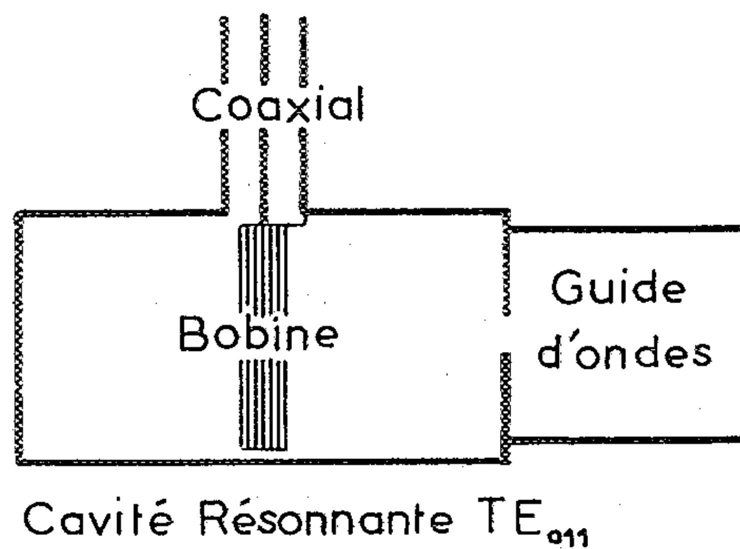


Fig. 1.

Le problème majeur, comme nous l'avons dit, est d'introduire la bobine de résonance nucléaire sans affecter le coefficient de surtension. Ce résultat peut difficilement être obtenu en utilisant des bobines cylindriques à bases circulaires normalement utilisées en résonance nucléaire. Par contre, nous avons pu introduire des bobines rectangulaires au voisinage de l'axe de la cavité sans affecter le coefficient de surtension.

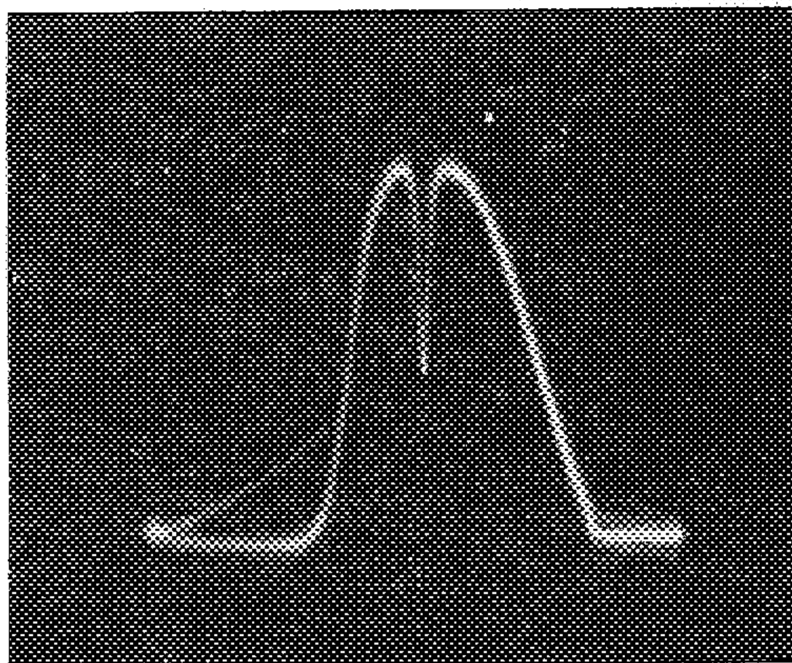


Fig. 2.

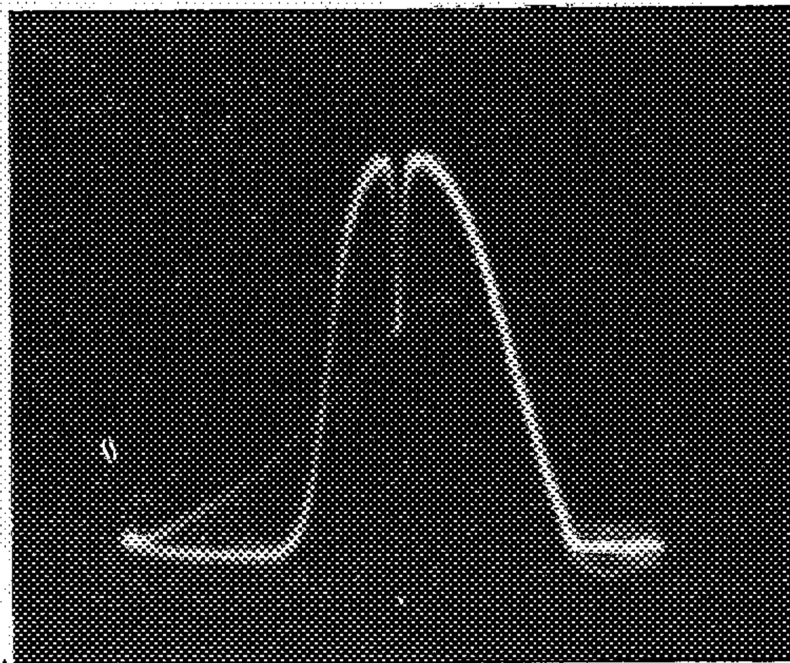


Fig. 3.

En effet, il est possible de réaliser de cette manière la condition d'orthogonalité des conducteurs et des lignes de champ électrique, qui sont des cercles concentriques contenus dans des plans perpendiculaires à l'axe de la cavité. (Mode transverse électrique.)

De plus, la bobine est toute entière voisine de l'axe de la cavité. Elle est donc contenue dans une région de la cavité où le champ électrique est faible et le champ magnétique maximum.

Dans ces conditions, la disposition de la bobine dans la cavité est indiquée sur la figure 1.

Les résonances de la cavité, avec et sans bobine, sont montrées sur les oscillogrammes des figures 2 et 3.

En utilisant des tubes capillaires, il est possible d'introduire des solutions aqueuses dans la bobine placée dans la cavité sans modifier de manière appréciable le coefficient de surtension de la cavité.

Nous avons pu ainsi observer l'effet Overhauser (disparition, puis retournement de la raie de résonance nucléaire) dans une solution d'ions disulfonate ([1]), en saturant la résonance électronique avec un klystron Varian VA 6313 donnant une puissance moyenne de 140 mW. La résonance nucléaire était détectée à l'aide d'un spectromètre de Watkins qui sera décrit ailleurs.

Dans les mêmes conditions, nous avons observé un effet Overhauser dans du benzène baignant une poudre de charbon. Le signal du proton du benzène est amplifié environ dix fois quand on passe sur la résonance des spins électroniques du charbon. Des études sont en cours et des détails seront publiés prochainement.

Il faut noter également que ce dispositif permet d'observer *simultanément* les résonances électronique et nucléaire en champ élevé.

De plus, en modifiant l'orientation de la bobine, on peut à l'aide de celle-ci moduler en haute fréquence le champ magnétique continu; on accroît ainsi la sensibilité des spectromètres pour résonance électronique; on peut aussi observer le passage rapide.

([1]) A. Abragam, J. Combrisson et I. Solomon, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 157.
([2]) G. Feher, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 834.

OPTIQUE CORPUSCULAIRE. — *Propriétés optiques d'un doublet formé de deux lentilles magnétiques à forte convergence.* Note (*) de M. **Albert Septier**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. *Intérêt et but des mesures.* — Un doublet formé de deux lentilles quadrupolaires croisées transforme un faisceau de révolution issu d'un point source réel P situé sur son axe (à distance finie ou infinie) en un faisceau de section elliptique s'appuyant sur deux focales perpendiculaires. L'établissement d'abaques de fonctionnement est possible mais exige de longs calculs numériques, lorsqu'on ne peut plus conserver l'approximation des lentilles faibles.

Au contraire, expérimentalement, le banc d'optique ionique, décrit dans une Note précédente [1], permet de déterminer rapidement les caractéristiques de fonctionnement d'un doublet. Il donne en particulier avec précision le courant d'excitation de chaque lentille nécessaire pour former dans un plan d'abscisse z donnée l'image d'un point source réel situé sur l'axe en avant du doublet : l'image est constituée par l'une ou l'autre des focales. Cette étude fournit les conditions de stigmatisme : les focales doivent se confondre pour donner une pseudo-image ponctuelle, mais il est impossible avec un doublet d'obtenir dans ces conditions le même grandissement linéaire dans les deux plans de symétrie radiaux OX et OY contenant les directions focales : on a donc dans ce cas équivalence partielle avec une lentille ronde; (on ne peut avoir équivalence totale qu'avec un objet virtuel immergé dans le champ et des lentilles très fortes).

2. *Les expériences.* — Le doublet étudié est formé de deux lentilles identiques Q_1 et Q_2, distantes de 50 cm, la longueur mécanique des lentilles est de 15 cm, mais leur longueur efficace l, déterminée à partir des mesures de champ magnétique, atteint 19,5 cm lorsque le cercle de gorge a un diamètre

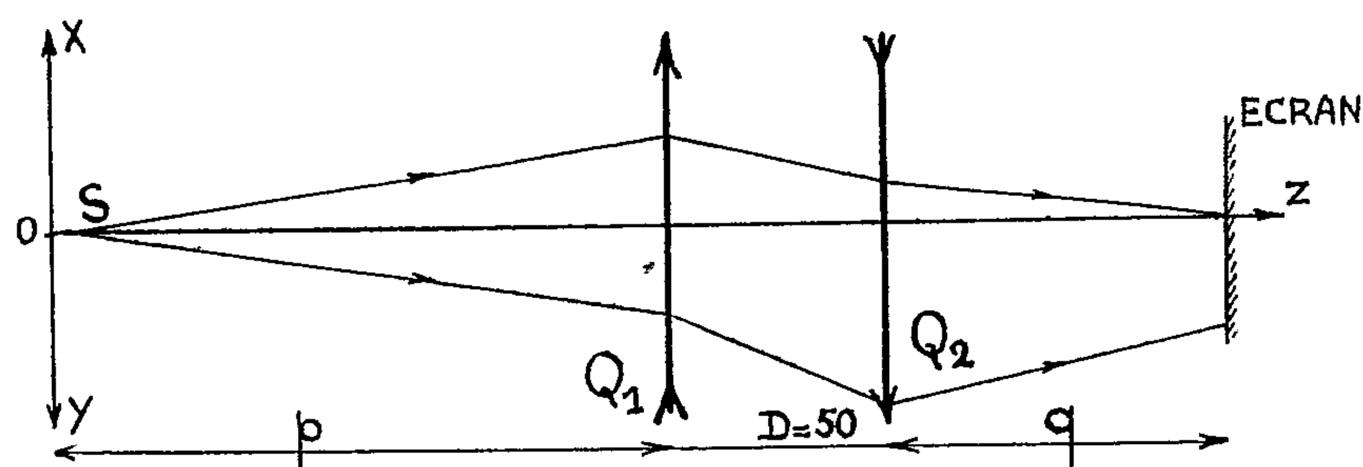


Fig. 1.

de 8 cm. Nous donnerons les caractéristiques du doublet dans deux cas particuliers (point source à l'infini et point source situé à $p = 164$ cm de Q_1) sous la forme suivante : dans un système de coordonnées $(\beta l)_1^2$ et $(\beta l)_2^2$ nous traçons les courbes de mise au point dans des plans situés respectivement à $q = 17$, 52, 148 et 228 cm du centre de Q_2 (*fig.* 1) pour la première focale, puis pour la deuxième focale.

Le facteur (βl) est défini par

$$(\beta l)^2 = \frac{l^2}{a^2}\mu_0 n \mathrm{I}\sqrt{\frac{2e}{\mathrm{M}\Phi}},$$

où M est la masse de la particule, e sa charge, Φ le potentiel d'accélération (avec correction éventuelle de relativité), I le courant d'excitation dans la lentille, l la longueur efficace et a le rayon du cercle de gorge. $(\beta l)_1$ caractérise Q_1 et $(\beta l)_2$ est relatif à Q_2. Cette présentation permet de comparer facilement les résultats avec les prévisions de la théorie du premier ordre. Les distances

focales d'une lentille quadrupolaire sont données de façon approchée par les relations

$$f_X = \frac{1}{\beta \sin \beta l} \quad \text{et} \quad f_Y = -\frac{1}{\beta \, \text{sh} \, \beta l}$$

lorsqu'on s'en tient à l'approximation du modèle rectangulaire.

Les résultats sont portés sur les figures 2 et 3, pour p infini et $p = 164$ cm. Le point de croisement des deux courbes correspondant à l'une des valeurs de q pour chacune des focales fournit les conditions de stigmatisme.

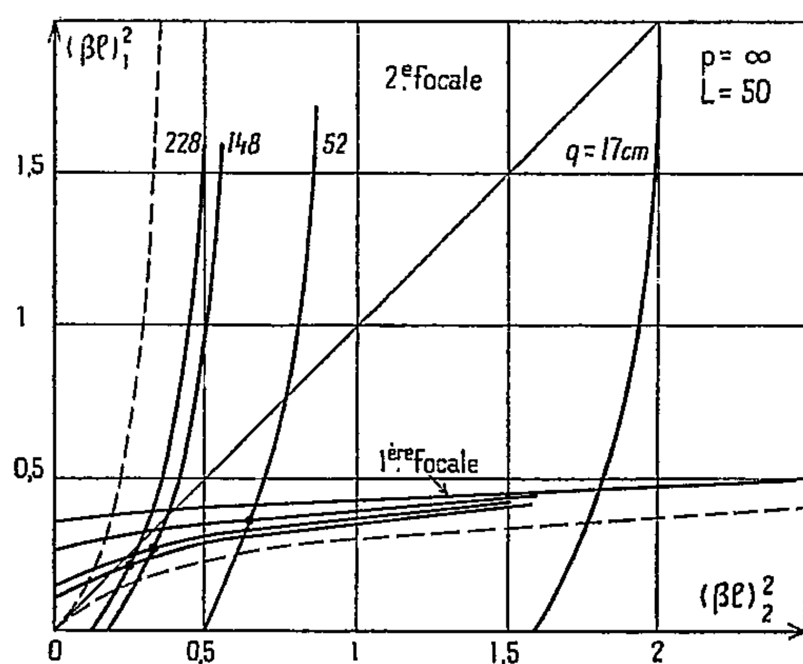


Fig. 2.

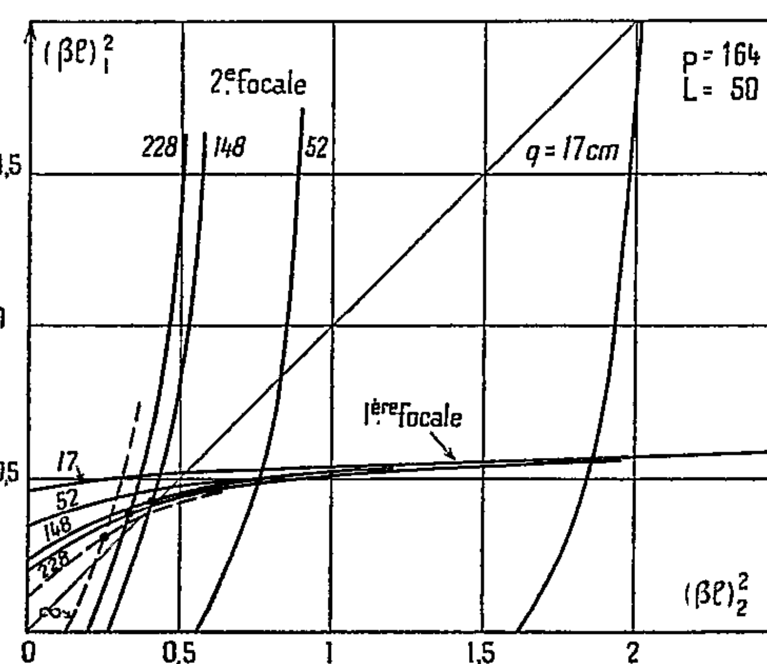


Fig. 3.

Les courbes en pointillé de la figure 2 correspondent à $q = \infty$, calculées à l'aide des formules du modèle rectangulaire : elles correspondent au fonctionnement du doublet en système afocal, et délimitent les zones de focales réelles et de focales virtuelles (doublet convergent ou divergent) mais si l'une est réelle, l'autre est virtuelle, et réciproquement. Les courbes de la figure 2 fournissent le point de fonctionnement stigmatique pour $q = 164$ ce qui permet d'esquisser sur la figure 3 (en pointillé) les courbes correspondant à des faisceaux émergents parallèles dans l'un ou l'autre des plans OX et OY. Il existe maintenant, au voisinage de l'origine une zone où les deux focales sont virtuelles.

Les droites $(\beta l)_1 = (\beta l)_2$ correspondent dans notre cas au fonctionnement d'un doublet formé de deux lentilles identiques excitées en série.

3. *Comparaison avec les résultats de calculs approchés.* — Si l'on calcule la valeur du coefficient β nécessaire pour obtenir l'image d'un point source S sur l'écran, avec une seule lentille, on arrive aux résultats résumés dans le tableau suivant :

$a = 4$ cm, $l = 19{,}5$ cm	β_{exp}	6,5	3,76	3,02	2,36	2,27
	β_r	6,3	3,66	2,95	2,29	2,21
	β_c	–	3,75	2,96	2,30	2,23
$a = 6$ cm, $l = 20{,}7$ cm	β_{exp}	–	3,62	2,92	2,23	2,17
	β_r	–	3,55	2,85	2,21	2,13
	β_c	–	3,59	2,88	2,22	2,31

Les valeurs calculées sont toutes très proches des valeurs expérimentales; le modèle rectangulaire traduit donc avec une bonne approximation les propriétés des lentilles, et la légère amélioration des résultats fournie par le modèle évolué (²) ne dépasse pas 1 ou 2 %. L'écart entre β_r et β_{exp} croît lentement avec β mais ne dépasse pas 3 % pour $\beta = 6{,}5\,m^{-1}$, c'est-à-dire une distance focale très courte ($f \# l$). On a toujours $\beta_{exp} - \beta_r > 0$; le modèle rectangulaire fournit des valeurs un peu trop fortes de la convergence. Si l'on calcule inversement la longueur efficace l en utilisant les valeurs β_{exp}, on trouve, pour une lentille seule $l' \simeq 18{,}5\,\text{cm} < l = 19{,}5$. Les mêmes calculs effectués avec le doublet conduisent à $l'' \simeq 17{,}5 < l' < l$. La précision des résultats fournis par l'approximation rectangulaire décroît donc lorsque le nombre de lentilles augmente. Il faudrait introduire dans les formules simples fournies par ce modèle, une valeur de l légèrement inférieure à la longueur efficace réelle : 5 % pour une lentille, 10 % pour le doublet.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(¹) A. SEPTIER, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1406.

() M. Y. BERNARD, *Comptes rendus*, 240, 1955 p. 1612.

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Réflexion d'une onde électromagnétique par une couche d'atmosphère présentant une variation de l'indice de réfraction.* Note de MM. **FRANÇOIS DU CASTEL, PIERRE MISME** et **JEAN VOGE**, présentée par M. Pierre Lejay.

On se placera dans les hypothèses de la propagation à grande distance des ondes ultracourtes où l'angle d'attaque de la couche est faible (α de l'ordre de 20 à 50.10^{-3} rad) et où les variations de l'indice sont petites (Δn de l'ordre de 1 à 10.10^{-6}) et ont lieu sur une épaisseur faible (h de l'ordre de 5 à 20 m).

Dans ces hypothèses on a $\Delta n \ll 2\alpha^2 \ll 1$.

Pour une couche infiniment mince, le coefficient de réflexion élémentaire dR, rapport des amplitudes du champ réfléchi au champ direct est, d'après les formules de Fresnel, $dR = dn/2\alpha^2$.

Pour une couche à une altitude Z d'épaisseur h suffisamment faible pour que l'angle d'attaque α puisse être considéré comme constant, on peut écrire

$$(1) \qquad R = \int_Z^{Z+h} \frac{g(z)}{2\alpha^2} e^{-j2Kz}\, dz,$$

avec $g(z) = (d/dz)n(z)$ gradient de l'indice de réfraction, et $K = (2\pi/\lambda)\alpha$.

La formule (1) montre que la fonction $G(2K) = 2\alpha^2 R$ est la *transformée de Fourier* du gradient de l'indice $g(z)$ entre Z et $Z + h$.

Ce résultat permet le calcul immédiat du coefficient de réflexion pour toute

couche de forme analytique possédant une transformée de Fourier, par exemple :

Couche d'Epstein :

$$g(z) = \frac{\Delta n}{\mathrm{ch}^2\left(\frac{z}{h}\right)}, \qquad |R| = \frac{\Delta n}{2\alpha^2}\frac{Kh}{\mathrm{sh}(Kh)};$$

Couche linéaire :

$$g(z) = \frac{\Delta n}{h} \quad \text{pour } Z \leqq z \leqq Z + h, \qquad |R| = \frac{\Delta n}{2\alpha^2}\frac{\sin(Kh)}{Kh};$$

Couche parabolique :

$$g(z) = \Delta n\left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad \text{»} \qquad |R| = \frac{\Delta n}{2\alpha^2}\left[\frac{\sin(Kh)}{Kh}\right]^2;$$

Couche sinusoïdale :

$$g(z) = \Delta n \cos\left(\frac{\pi}{2}\frac{z}{h}\right) \quad \text{»} \qquad |R| = \frac{\Delta n}{2\alpha^2}\frac{\cos(Kh)}{1-(Kh)}.$$

On voit que les lois de variation du coefficient de réflexion peuvent être très différentes dès qu'on n'a plus $Kh \ll 1$ ou $\lambda \gg 2\pi h\alpha$, cas où le coefficient de réflexion se réduit à $|R_0| = \Delta n/2\alpha^2$.

Sous une autre forme, l'intégrale de la formule (1) peut se développer par une intégration par partie

$$R = \frac{1}{2\alpha^2}\left\{\left[j\frac{g(z)}{2K} + \frac{g'(z)}{(2K)^2} - j\frac{g''(z)}{(2K)^3} + \ldots\right]e^{-2jKz}\right\}_Z^{Z+h},$$

où $g(z)$, $g'(z)$, $g''(z)$, ... sont les dérivées successives de $n(z)$. Ce développement est valable si la série est convergente et si les dérivées successives ne présentent pas de discontinuités entre Z et $Z+h$.

On peut par exemple considérer le cas où le premier terme est prépondérant, ce qui est réalisé en particulier si l'indice varie quasi linéairement en fonction de l'altitude à l'intérieur de la couche. Le gradient est alors constant, et égal à g_0 sur la hauteur h, et le coefficient de réflexion dépend du déphasage Kh; on a

$$R = \frac{g_0 h}{2\alpha^2}\frac{\sin Kh}{Kh}e^{-j2K\left(Z+\frac{h}{2}\right)}$$

dont le module peut prendre une valeur quelconque entre zéro et $(g_0/2\alpha^2)(1/K)$.

Pour $Kh \ll 1$ ou $\lambda \gg 2nh\alpha$, on retrouve l'approximation

$$|R_0| = \frac{g_0 h}{2\alpha^2} = \frac{\Delta n}{2\alpha^2}.$$

On peut également considérer le cas où la variation de l'indice en altitude dans la couche de hauteur h peut se représenter par une succession de segments

de droite de gradient g_i à des hauteurs successives $Z + h_i$. On doit alors considérer séparément chacun des éléments à variation linéaire et sommer les contributions.

Si cette représentation est telle que $Kh_i \leqslant 1$ c'est-à-dire pour un rapport entre h_i et λ tel que $\lambda \gg 2\pi h_i \alpha$, la contribution de chaque élément fera intervenir le facteur $g_i h_i$ avec le terme de phase correspondant $e^{-j2K(Z+2_i h/)}$.

Dans le cas général, on peut grouper différemment les contributions des différents segments et faire apparaître les discontinuités de gradient $\gamma_i = g_i - g_{i-1}$. Chaque discontinuité fait alors intervenir le facteur $\gamma_i/2K$ avec le terme de phase $e^{-j2K(Z+h_i)}$.

Ces résultats permettent une formulation plus générale du coefficient de réflexion que celle utilisée dans une précédente Note (¹).

(¹) F. du Castel et P. Misme, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 82.

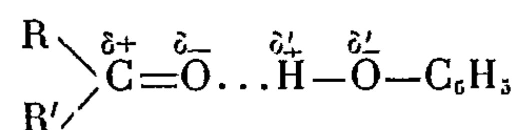
SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Essai d'interprétation de la formation et de la stabilité de la liaison hydrogène au moyen de résultats spectrographiques.* Note (*) de Mlle **Marie-Madeleine Bottreau** et M. **Jean Gerbier**, transmise par M. Jean Cabannes.

On étudie les liaisons hydrogène intermoléculaires, entre molécules identiques ou différentes. Les liaisons s'effectuent entre deux groupements, chacun appartenant à une des molécules couplées. On s'intéresse spécialement à la fréquence de vibration de ces groupements. On essaie d'établir une relation entre ces fréquences et la stabilité de la liaison hydrogène.

Faits expérimentaux. — La liaison hydrogène nécessite la présence, dans les molécules couplées de groupements polaires. La fréquence de vibration de ces groupements est inférieure dans les molécules couplées à ce qu'elle est dans les molécules libres.

Dans le cas du phénol (molécules identiques) on trouve trois bandes d'absorption pour le O — H de nombre d'onde 3607, 3471 et 3357 cm^{-1} attribuées respectivement au monomère, au dimère et au polymère (¹). Ces nombres d'onde ne varient pas quand on dilue cette substance dans CCl_4.

Dans le cas des complexes « cétone-phénol »



(molécules différentes) on trouve deux fréquences O — H correspondant aux nombres d'onde ν_1(O — H libre) ν'_1(O — H lié) ν_2(C=O libre) ν'_2(C=O lié). On ne trouve jamais de bandes d'absorption entre ν_1 et ν'_1 d'une part et ν_2 et ν'_2

d'autre part ([2]). Il n'existe donc pas d'état intermédiaire entre l'état lié et l'état libre.

Notre but est d'expliquer ce phénomène de « tout ou rien » en montrant comment les fréquences ν'_1/c et ν'_2/c caractéristiques de l'état lié sont spécialement favorables à un couplage par formation d'une liaison hydrogène stable.

Essai d'interprétation théorique. — Nous avons recueilli un certain nombre de résultats expérimentaux relatifs aux liaisons hydrogène entre molécules différentes ou molécules semblables. Ces résultats sont consignés dans les tableaux I et II. Le premier concerne les complexes entre les cétones énumérées et le phénol dont le nombre d'onde caractérisant la vibration O — H à l'état libre est $\nu_1 = 3\,607\ \text{cm}^{-1}$. Le second donne les différentes bandes d'absorption de la vibration O — H attribuées respectivement au monomère, au dimère et au polymère, pour les substances indiquées prises à l'état pur.

TABLEAU I (nombres d'onde en cm^{-1}).

Cétones.	ν'_1 OH lié.	$\frac{1}{2}\nu'_1$.	ν_2 C=O libre.	ν'_2 C=O lié.
Acétone	3 344	1 672	1 710	1 683
Méthyléthylcétone	3 380	1 690	1 715	1 698
Diéthylcétone	3 401	1 700	1 712	1 698
Butyrone	3 413	1 706	1 710	1 698
Acétophénone	3 367	1 683	1 683	1 668

TABLEAU II (nombres d'onde en cm^{-1}).

Substances	ν_1.	ν_2.	ν_3.
Phénol	3 607	3 471	3 337
n-butanol	3 634	3 506	3 338
2-butanol	3 628	3 498	3 384
t-butanol	3 612	3 494	3 343

En comparant, dans les différents cas, les valeurs ν'_2 et $(1/2)\,\nu'_1$ on voit qu'elles sont toujours voisines. Ceci nous a suggéré l'interprétation suivante : considérons les courbes de Morse relatives aux deux oscillateurs C = O et O — H à l'état libre (*fig.* 1). Le premier harmonique du C = O se trouve à environ 200 cm^{-1} du fondamental du O — H. Les molécules sont éloignées l'une de l'autre. Lorsqu'elles se rapprochent par attraction électrostatique du fait de leurs moments polaires, les nombres d'onde ν_1 et ν_2 diminuent pour atteindre les valeurs ν'_1 et ν'_2. Quand les dipôles se sont suffisamment rapprochés, la fréquence ν'_1/c se trouve voisine du double de la fréquence ν'_2/c c'est-à-dire de la fréquence du premier harmonique du groupement C = O (*fig.* 2).

Nous avons donc en présence l'un de l'autre, deux oscillateurs tels que la fréquence fondamentale de l'un soit voisine de la fréquence du premier harmonique de l'autre. Les liaisons assurant la cohésion des masses vibrantes se trouvent donc dans un état électronique particulièrement favorable à un échange

d'énergie. C'est ainsi que se trouve assurée la stabilité de la liaison hydrogène.

La même interprétation est valable dans le cas des couplages homomoléculaires; il apparaît trois fréquences $\nu_1/c > \nu_2/c > \nu_3/c$ caractérisant, dans le milieu, la présence du monomère, du dimère et du polymère ([3]).

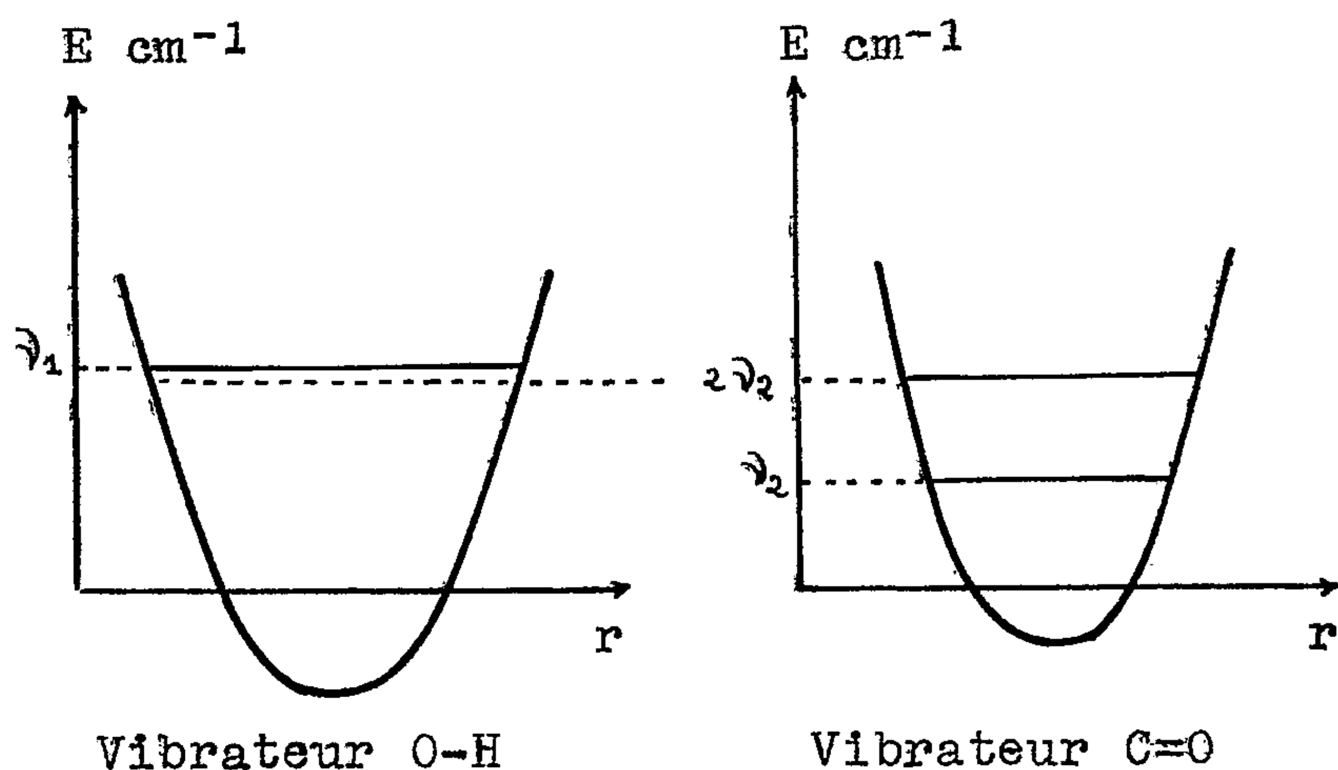


Fig. 1.

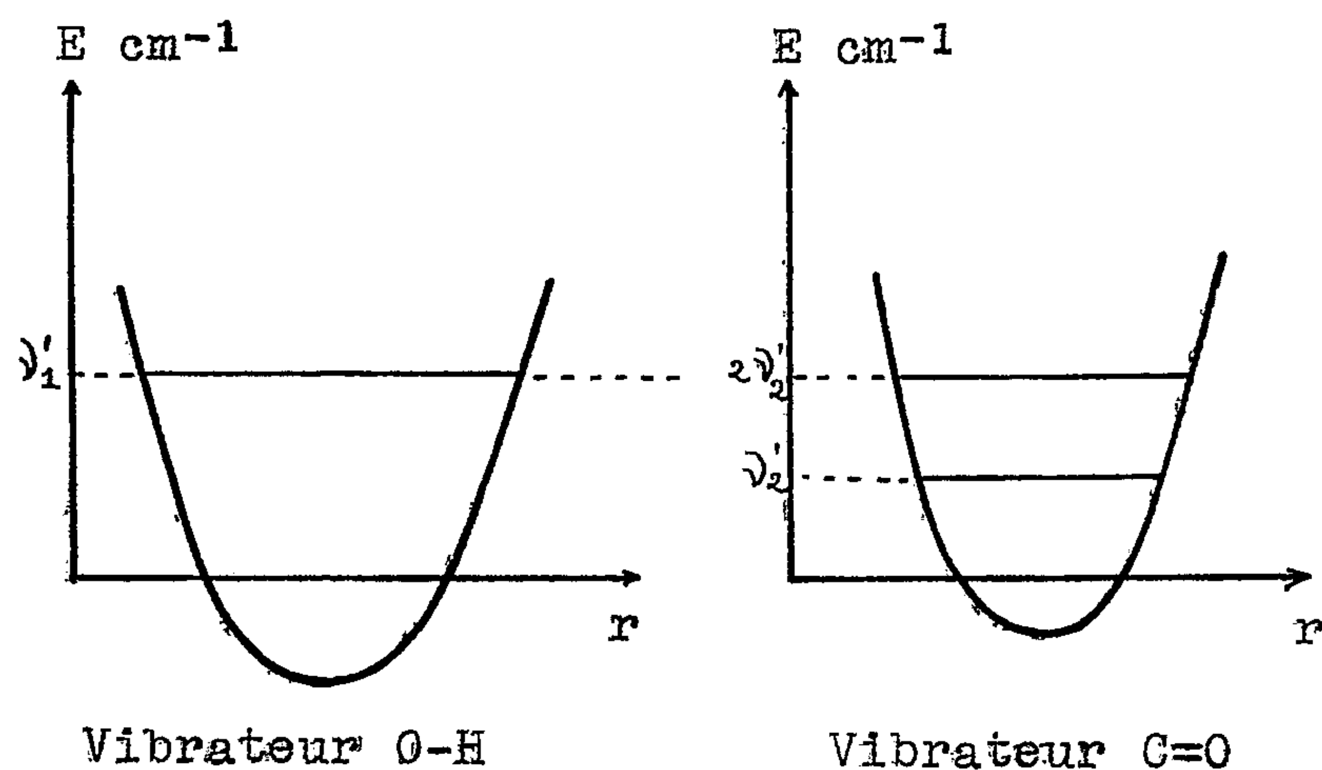


Fig. 2.

Ces fréquences sont toujours sensiblement équidistantes. Ceci peut être interprété de la façon suivante, en considérant le processus de formation d'un dimère : considérons un monomère (caractérisé par la vibration de nombre d'onde ν_1) et une molécule parmi celles d'un polymère (caractérisée par le nombre d'onde $\nu_3 < \nu_1$). D'une manière analogue à la précédente, lorsque le monomère se rapprochera du polymère, il y aura diminution de ν_1 et augmentation de ν_3 par suite de la modification des structures électroniques de ces

dipôles, jusqu'au moment où ces nombres d'onde se trouveront tous les deux égaux à ν_2 ; nous aurons alors un état vibratoire caractérisant un état électronique des dipôles favorable à un couplage des deux molécules par pont hydrogène, et à la formation d'un dimère. Dans celui-ci, chaque groupement O—H vibrera avec la fréquence ν_2/c équidistante de ν_1/c et ν_3/c.

La formation de la liaison hydrogène, assurée électrostatiquement, semble donc conditionnée par la nécessité d'une véritable résonance vibratoire entre les deux oscillateurs couplés qui assurent la liaison.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) WIDOM, PHILIPPE, HOBBS, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, n° 6, 1957, p. 1383-1386.

(2) E. GRAY, *Thèse*, Paris, 1948.

(3) LESTER, P. KUHN, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, n° 10, 1952, p. 2492-2499.

(*Laboratoire de Physique moléculaire*
Faculté des Sciences, Poitiers.)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Corrélation β-neutrino pour des noyaux orientés. Cas des neutrons polarisés.* Note (*) de M. **Roger Nataf**, transmise par M. Frédéric Joliot.

Le modèle d'interaction β qui avait été proposé par l'auteur a été utilisé pour effectuer certains calculs simples, comme ceux indiqués dans (1) et dans les précédentes Notes I et II (1).

Dans (1), partant de l'hamiltonien général de Lee et Yang qui *conserve le nombre des leptons :*

$$H = \sum_X (\psi_p^* O_X \psi_n) \{ \psi_e^* O_X (C_X + C'_X \gamma_5) \psi_\nu \} + \text{h. c.} \quad (2) \tag{1}$$

et admettant *l'invariance par renversement du temps* (T) pour H(C_X, C'_X réels à un facteur commun près), nous avions déduit les relations

$$C'_T = -C_T, \qquad C'_S = -C_S, \qquad C'_A = C_A, \qquad C'_V = C_V \tag{2}$$

désignées précédemment par (4-III) :

a. de l'asymétrie maxima mesurée dans *l'expérience de* C. S. Wu *et* al. (3) et de la condition de Fierz $F_2 = 0$ imposée par la forme expérimentale des spectres permis $\Delta J = 1$, non (Gamow-Teller pures);

b. de la condition de Fierz $F_1 = 0$ pour les spectres permis $\Delta J = 0$, non (Fermi + Gamow-Teller), et de la condition de Mahmoud-Konopinski $K = 0$ pour les spectres $\Delta J = 0$ ou 1, oui

(*a*) donnait : $C'_T = -C_T$, $C'_A = C_A$, et (*b*) : $C'_S = -C_S$, $C'_V = C_V$.

Alors, seule la composante « gauche » $(1+\gamma_5)\psi_e$ figure dans H et il en

résulte, comme on l'a indiqué dans ([1]) et ([2]) que le spin des électrons β est « longitudinal », avec un taux de polarisation [désigné par-ρ dans ([3])] :

$$P = \pm \frac{v}{c} \quad \text{pour } \beta^{\pm} \quad \text{(spin dans la direction du mouvement de } \beta^{+}). \tag{3}$$

Ce résultat semblait infirmé par certaines expériences en juin 1957, ce qui aurait impliqué la non-invariance de T par H ([4]). Mais il a été reconnu ensuite que ces résultats étaient inexacts, et tous les résultats expérimentaux se sont trouvés en accord avec (3) [*cf.* ([5]), ([6])]. *Le résultat* (3) *à lui seul suffit alors à établir* (2) *quand on part de l'hamiltonien* (1), comme cela est démontré dans ([7]). Notamment, *l'hypothèse d'invariance par* T *est inutile* [*cf.* ([8]), ([9])] (2) est équivalent à la théorie du neutrino asymétrique (« à deux composantes ») dans les cas suivants :

1° H ne contient que S, T, P; le neutrino (associé à l'émission β^+) est alors *droit*;

2° H ne contient que V, A, le neutrino est alors *gauche*.

Ce modèle (2) a été aussi proposé et discuté dans ([10]). Il conduit à des calculs très simples, suivant la méthode de ([1]), quand on néglige l'action coulombienne du noyau final sur l'électron β.

Supposons que des noyaux soient *tous orientés* dans la direction de OZ de vecteur unité $\vec{j}$: $M \equiv J_Z = J$ initial. L'électron est émis dans la direction Oz de vecteur unité $\vec{e}$ faisant l'angle Θ avec OZ, l'antineutrino (pour β^-) dans la direction de vecteur unité $\vec{\nu}$. Prenant ZOz pour plan xOz, $\vec{\nu}$ peut être défini par les angles polaires θ, φ dans $Oxyz$.

Le calcul des éléments de matrice nucléaires de Gamow-Teller $\int \vec{\sigma}$ est simplifié par $M = J$ dans les axes OXYZ déduits de $Oxyz$ par la rotation Θ autour de Oy; $\vec{\sigma}$ étant un opérateur vectoriel

$$\int \sigma_x = \left(\int \sigma_X\right)\cos\Theta + \left(\int \sigma_Z\right)\sin\Theta, \qquad \int \sigma_y = \int \sigma_Y$$
$$\int \sigma_z = -\left(\int \sigma_X\right)\sin\Theta + \left(\int \sigma_Z\right)\cos\Theta,$$

qu'on substitue dans les expressions utilisées dans ([1]).

On obtient les nombres d'électrons émis, d'énergie W à $W + dW$, dans l'angle solide $d\Omega_e$ autour de $\vec{e}$, associés à des antineutrinos dans $d\Omega_\nu$ autour de $\vec{\nu}$:

$$N_{\Downarrow}(W, \Theta, \theta\varphi)\, dW\, d\Omega_e\, d\Omega_\nu \quad \text{avec spin opposé à } \vec{e} \quad ([11]),$$
$$N_{\Uparrow}(W, \Theta, \theta\varphi)\, dW\, d\Omega_e\, d\Omega_\nu \quad \text{» dans le sens de } \vec{e},$$
$$N_{\Downarrow} = \frac{Wpq^2}{(2\pi)^5}\frac{W+p}{W}(S+D), \qquad N_{\Uparrow} = \frac{Wpq^2}{(2\pi)^5}\frac{W-p}{W}(S-D),$$

d'où

$$(4)\quad \begin{cases} N_{\Downarrow} + N_{\Uparrow} = \dfrac{Wpq^2}{(2\pi)^3}\left(S + \dfrac{p}{W}D\right), \\ N_{\Downarrow} - N_{\Uparrow} = \dfrac{Wpq^2}{(2\pi)^3}\left(\dfrac{p}{W}S + D\right) \end{cases}$$

pour β^-, S et D ayant des valeurs différentes pour les transitions $\Delta J = 1$, non et $\Delta J = 0$, non. Pour β^+, changer W en $-W$ (sauf dans Wpq^2), $\vec{e}$ en $-\vec{e}$.

Transition Gamow-Teller $J \to J - 1$ (cas de ^{60}Co). — $M' = J' = J - 1$, obtenu par $\int \sigma_X - i\sigma_Y$ est le seul état final possible :

$$(5)\quad \begin{cases} S = \left|\int \vec{\sigma}\right|^2 \{|C_A|^2 + |C_T|^2 + (|C_A|^2 - |C_T|^2)\vec{\nu}\vec{j}\}, \\ D = \left|\int \vec{\sigma}\right|^2 \{(|C_T|^2 - |C_A|^2)(\vec{\nu}\vec{j})(\vec{e}\vec{j}) - (|C_T|^2 + |C_A|^2)\vec{e}\vec{j}\}. \end{cases}$$

La sommation sur $d\Omega_\nu$ conduit bien, pour $N \equiv N_{\Downarrow} + N_{\Uparrow}$ à la loi observée dans ([3]), avec l'asymétrie maxima :

$N \prec 1 - (P/W)\vec{e}.\vec{j}$. Celle sur $d\Omega_e$ (noyaux non orientés) donne le résultat (3) pour $P = (N_{\Uparrow} - N_{\Downarrow})/N$, et comme dans ([1]), la loi de corrélation $\beta - \nu$ de ([12]) pour N, la valeur moyenne de $(\vec{\nu}.\vec{j})(\vec{e}.\vec{j})$ étant $1/3\ (\vec{\nu}.\vec{e})$.

(*) Séance du 17 mars 1958.

([1]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1187, faisant partie d'une suite de Notes déjà désignées précédemment par (I), (II), (III), (IV); *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 884, 1031, 1187 et 1917.

([2]) $\sum_X$ est relative aux cinq invariants S, V, T, A, (P), P n'intervenant pas pratiquement dans la désintégration β des noyaux. Les C_X, C'_X sont les G_X, G'_X des Notes précédentes ([1]).

([3]) C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes et R. P. Hudson, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1413.

([4]) R. Nataf, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3144.

([5]) Communications à la Conférence de Rehovoth (septembre 1957).

([6]) H. Langevin, Joliot et N. Marty, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 670.

([7]) Vinh-Mau, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 713.

([8]) R. Nataf, Communication à la conférence de Padoue-Venise (septembre 1957).

([9]) R. Nataf, Communication au Colloque Nucléaire de la Société de Physique (Novembre 1957) à paraître au *Journal de Physique*.

([10]) P. E. Cavanagh, C. F. Coleman, B. W. Ridley et J. F. Turner, *Nucl. Phys.*, 5, n° 1, 1958, p. 11.

([11]) La désignation était $P^- dW\, d\Omega_\nu$ et $P^+ dW\, d\Omega_\nu$ dans ([1]).

([12]) S. R. de Groot et H. A. Tolhoek, *Physica*, 16, 1950, p. 457.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Transition rapide* E_2 *dans le* ^{224}Ra.
Note (*) de M. **Hamlet Vartapetian**, présentée par M. Frédéric Joliot.

La période du rayonnement E_2 de 84 keV est $T_{1/2} = (8,4 \pm 0,7)\,10^{-10}$ s, soit un $B(E2)/e^2 = (0,7 \pm 0,1).10^{-48}$ cm⁴. On en déduit, dans l'hypothèse du couplage fort, le moment quadrupolaire intrinsèque du noyau de ^{224}Ra : $Q_0 = (6 \pm 0,5).10^{-24}$ cm².

Dans une Note précédente [1] nous avons donné la période du premier niveau de rotation de 67,8 keV du ^{226}Ra. Le noyau de ^{224}Ra, qui diffère par simplement deux neutrons de celui de ^{226}Ra doit avoir des caractéristiques assez semblables. Néanmoins comme le prouve la comparaison des rapports des énergies des niveaux de rotation (2 + et 4 +) :

$$\frac{E(4+)}{E(2+)}\,{}^{224}\text{Ra} < \frac{E(4+)}{E(2+)}\,{}^{226}\text{Ra} < 3{,}3,$$

on doit s'attendre à obtenir pour le noyau de ^{224}Ra une déformation et un moment quadrupolaire plus faible que pour le ^{226}Ra. La vie moyenne du rayonnement E_2 de 84 keV doit être supérieure à celle du rayonnement E_2 de 67,8 keV du ^{226}Ra.

Les résultats des expériences de corrélations angulaires α-γ(84 keV) [2], [3] présentent avec celles effectuées dans l'Io une grande analogie. La corrélation α-γ(84 keV) dans le RdTh, est perturbée par les interactions quadrupolaires avec les champs électriques existant au voisinage des noyaux de ^{224}Ra.

Mesure de la période du niveau de 84 keV. — Le Rd Th (^{228}Th) de période 1,9 an donne par émission α le ThX (^{224}Ra) de période 3,6 j qui donne à son tour le Tn et le dépôt actif du thorium. La croissance des dérivés est rapide et ceux-ci sont gênants, car le rayonnement étudié de 84 keV peut être confondu avec les rayonnements X_k des descendants. La mesure doit être effectuée aussi rapidement que possible après l'extraction du Rd Th (dans notre cas, 2 h après).

Le montage de coïncidences rapides et de discrimination d'énergie est le même que celui utilisé précédemment [1].

On compare la courbe de résolution $\alpha - \gamma$ (84 keV) avec celle tracée dans les mêmes conditions en prenant les coïncidences $\beta - \gamma$ (compton du γ, 411 keV) dans ^{198}Au (*voir* la figure).

On obtient un déplacement du centre de gravité des deux courbes de $T_{1/e} = (12 \pm 1).10^{-10}$ s. La période du niveau de 84 keV est $T_{1/2} = (8,4 \pm 0,7)10.^{-10}$ s.

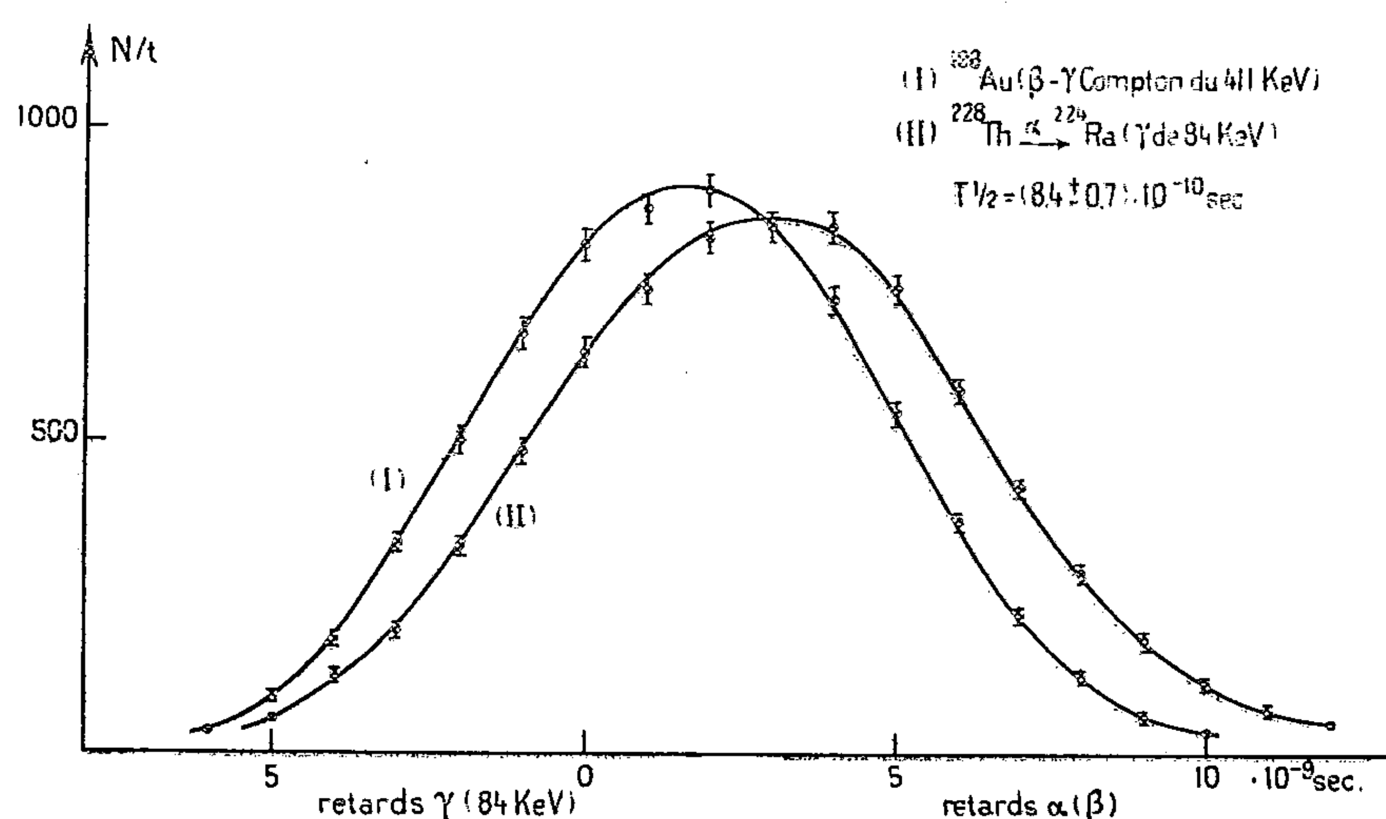
Résultats. — Les tables de Rose donnent pour le coefficient de conversion total (L + M) du rayonnement E_2 de 84 keV la valeur $\alpha_{L+M} = 21,5$.

La probabilité réduite de transition sera

$$\frac{B(E_2)}{e^2} = \frac{1}{T_{\frac{1}{e}}(1+\alpha)}\,\frac{75}{4\pi}\,\frac{\hbar}{e^2}\left(\frac{\hbar c}{E}\right)^5,$$

où E est l'énergie de la transition γ et e la charge de l'électron. On obtient $B(E_2)/e_2 = (0,7 \pm 0,1).10^{-48}$ cm^4.

En admettant encore valable la formule donnée par Bohr et Mottelson (4). On peut calculer le moment quadrupolaire intrinsèque Q_0. Cette formule s'écrit dans le cas du premier niveau de rotation $(2+)$ $Q_0^2 = [B(E_2)/e^2]\,16\pi$.



On trouve $Q_0 = (6 \pm 0,5).10^{-24}$ cm^2 soit une déformation $\beta \simeq 0,17$.

Comme on pouvait s'y attendre, la déformation du noyau de ^{224}Ra est inférieure à celle du noyau de ^{226}Ra, où nous avions trouvé un moment quadrupolaire intrinsèque $Q_0 = (7,1 \pm 0,5).10^{-24}$ cm^2 et une déformation $\beta = 0,2$.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) H. Vartapetian et R. Foucher, *Comptes rendus*, 246, 1958. p. 939.

(2) Beling, Feld et Halpern, *Phys. Rev.*, 84, 1951, p. 155.

(3) J. Battey, L. Madansky et F. Rasetti, *Phys. Rev.*, 89, 1953, p. 182.

(4) Bohr et Mottelson, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys, Medd.*, 27, nº 16, 1953.

(*Laboratoire de Physique nucléaire, Orsay, Seine et Oise*).

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Réalisation d'émulsions photographiques « nucléaires » à partir d'argent colloïdal.* Note de MM. Max Morand, Jean Colomer et Mlle Christiane Schœbel, présentée par M. Eugène Darmois.

Premiers résultats relatifs à la préparation d'émulsions nucléaires par bromuration d'argent colloïdal et sensibilisation des cristaux.

Bien que les progrès dans l'amélioration des plaques photographiques

« nucléaires » aient été remarquables durant ces dernières années, on n'a pratiquement pas modifié la technique de fabrication des émulsions, qui utilise la méthode dite du « double jet ». Dans ce cas, il y a formation d'un précipité, phénomène chimique susceptible d'évolution et dont la reproductibilité est assez délicate étant donné la variabilité des facteurs en jeu dans la réaction. Nous avons cherché à mettre au point un processus plus simple et dont la reproductibilité soit plus sûre.

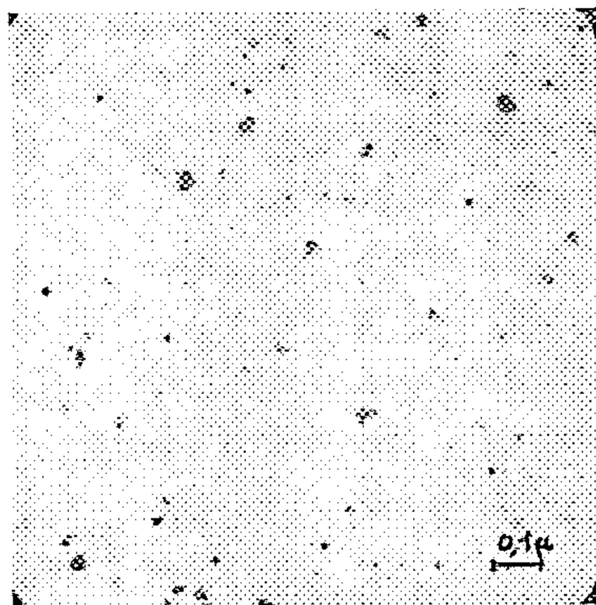


Fig. 1. — Argent colloïdal. (× 38 000.)

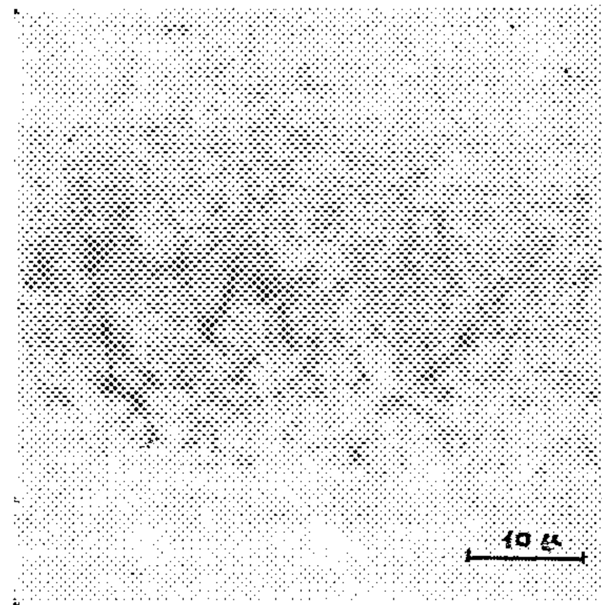
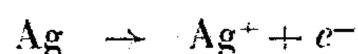


Fig. 2. — Traces α. (× 1 000.)

Notre point de départ est une suspension aqueuse d'argent colloïdal. La photographie 1, prise au microscope électronique, montre l'aspect des micelles : la suspension colloïdale a été fortement diluée lors de la préparation de l'échantillon destiné à être observé. Les grains ont un diamètre moyen de l'ordre de 50 Å : la dispersion des diamètres étant de 30 à 300 Å environ.

Une suspension d'argent colloïdal aussi concentrée que possible est versée dans une solution de gélatine spéciale, dans des proportions convenables : le mélange est alors coulé sur des plaques de verre préalablement recouvertes d'un mince substratum de gélatine. Le séchage s'effectue dans une enceinte fermée sous un courant lent et indirect d'air sec et dépoussiéré. Les plaques ainsi obtenues ont un aspect brun foncé.

Le second stade de notre préparation consiste en la bromuration des grains dispersés dans la gélatine. Nous plongeons les plaques obtenues dans un bain bromurant contenant du Br K en présence d'un agent oxydant. Ce dernier enlève un électron à l'argent métal Ag et le transforme en ion Ag^+



$$Ag \rightarrow Ag^+ + e^-$$

qui réagit facilement sur l'ion négatif Br^- présent dans le bain, pour donner du BrAg. La bromuration est relativement lente; la durée de cette opération dépend naturellement de l'épaisseur des plaques : pour des couches

de 100 μ environ, nous avons réalisé d'excellentes bromurations en trois jours à 18° C. La réaction est terminée quand les plaques vierges ne présentent plus aucun grain après fixage. Un lavage soigné est nécessaire pour éliminer les produits solubles de la réaction de bromuration. Les émulsions sont ensuite mises à sécher : les plaques ainsi obtenues sont assez peu sensibles.

Nous avons réussi à faire une sensibilisation chimique des cristaux de BrAg, ce qui nous a permis d'enregistrer des traces de particules α émises par une source de polonium. Le développement a été effectué en utilisant l'I. D. 19 comme révélateur. La photographie 2 montre des traces α enregistrées par une de nos émulsions. On notera surtout la finesse des grains développés, nettement plus petits que ceux des plaques commerciales. La détermination précise du diamètre de ces grains est assez difficile, étant donné leur petitesse, et les phénomènes de diffraction. Ceux-ci sont la cause du flou existant sur la photographie.

L'intérêt de notre méthode paraît résider dans les avantages suivants :

— la coulée des plaques d'argent colloïdal s'effectue sans inconvénient à la lumière;

— la plaque peut n'être rendue apte à l'utilisation qu'au moment voulu, ce qui évite l'enregistrement de traces parasites;

— les grains obtenus après développement sont très nombreux et très fins, ce qui devrait permettre une meilleure discrimination des traces.

Nous poursuivons actuellement ces recherches en étudiant en particulier les facteurs de sensibilisation.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Fréquence de valence $\nu_{C=O}$ de la cyclopentadécanone à l'état gazeux et à l'état dissous.* Note (*) de Mlle **Marie-Louise Josien**, M. **Jean Lascombe**, et Mlle **Colette Castinel**, présentée par M. Paul Pascal.

Les fréquences d'absorption $\nu_{C=O}$ de la cyclopentadécanone ont été déterminées à l'état gazeux et à l'état dissous. Ces mesures ont été faites sur un échantillon que M. Naves nous a envoyé, au moyen d'un spectromètre infrarouge « Perkin-Elmer, modèle 12 C », muni d'un prisme de fluorure de calcium.

Dans le tableau ci-dessous sont portées les fréquences mesurées, ainsi que la différence $\Delta\nu = \nu_{gaz} - \nu_{solution}$. A titre de comparaison, les valeurs correspondantes pour l'acétone, la dipropylcétone et la cyclohexanone ont été rappelées.

	ν_{gaz}.	$\nu_{solution}$.	$\Delta\nu$.
Acétone (1)	1738	1719	19
Dipropylcétone (1)	1727	1717	10
Cyclohexanone (2)	1734	1717	17
Cyclopentadécanone	1723	1714 (3)	9

On a déjà remarqué que, pour l'acétone et la cyclohexanone, les fréquences $\nu_{C=O}$ et les différences $\nu_{gaz} - \nu_{sol}$ sont voisines ([3]). Si l'on compare la cyclopentadécanone à la cyclohexanone, on observe que la fréquence ν_{gaz} est abaissée d'une dizaine de cm^{-1} et que l'effet du solvant, mesuré par la différence $\nu_{gaz} - \nu_{sol}$, devient deux fois plus petit. Le tableau rappelle qu'il en est de même pour la dipropylcétone par rapport à l'acétone ([1]).

Dans un travail récent ([1]), nous avons remarqué que, pour les cétones aliphatiques symétriques, à chaîne non ramifiée, les fréquences ν_{gaz} et les différences $\nu_{gaz} - \nu_{sol}$ sont inférieures à celles de l'acétone et ont une valeur minimum pour la dipropylcétone. Nous avons interprété ce phénomène par l'hypothèse d'un enveloppement du groupement C=O par les chaînes aliphatiques. Cette structure privilégiée perturberait la fréquence du vibrateur C=O et le soustrairait partiellement à l'action des solvants. L'enveloppement serait maximum pour la dipropylcétone comme le suggèrent les modèles de Stuart.

Le parallélisme des résultats obtenus pour l'acétone et la dipropylcétone d'une part, pour la cyclohexanone et la cyclopentadécanone d'autre part, suggère d'étendre à cette dernière cyclanone l'hypothèse d'une interaction du groupement C = O et des hydrogènes méthyléniques. En effet, pour la cyclohexanone, l'état de la liaison C = O est très voisin de celui d'une cétone aliphatique, le cycle à six atomes de carbone ne présentant aucune tension. De plus, le vibrateur C = O est orienté vers l'extérieur du cycle ([4]) et la différence $\nu_{gaz} - \nu_{sol}$ est la même que celle observée pour l'acétone. Dans le cas de la cyclopentadécanone, le cycle ne présente pas non plus de tension susceptible de justifier l'abaissement de la fréquence ν_{gaz} et la diminution de l'effet du solvant par la variation des propriétés électriques ou mécaniques du vibrateur. Par contre, les modèles de Stuart montrent que pour cette cyclanone, le vibrateur C = O peut revenir vers l'intérieur du cycle sans provoquer de tension particulière. Une telle structure privilégiée, analogue à celle admise pour la dipropylcétone, rendrait compte à la fois de l'abaissement de la fréquence ν_{gaz} dû aux interactions électrostatiques entre le groupement C = O et les hydrogènes méthyléniques et de la diminution de l'effet du solvant.

Le cas de la cyclopentadécanone est à opposer à celui des cyclanones comportant, 7, 8, 9 ou 10 atomes de carbone ([2]). Pour ces dernières, la taille des cycles est trop petite pour permettre au groupement C = O de pénétrer à l'intérieur et la différence $\nu_{gaz} - \nu_{sol}$ reste supérieure ou égale à 15 cm^{-1}.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) J. Lascombe, P. Grange et M. L. Josien, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 773.

(2) C. Castinel, G. Chiurdoglu, M. L. Josien, J. Lascombe et E. Vanlanduyt, *Bull. Soc. Chim.* (sous presse).

(3) Cette valeur est en bon accord avec celle publiée par T. Bürer et H. H. Günthard, *Helv. Chim. Acta*, 39, 1956, p. 356.

(4) C. Romers, *Rec. Trav. Chim. Pays-Bas*, 75, 1956, p. 956.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la dessiccation des charbons activés à diverses températures.* Note (*) de Mlles **Paulette Berthier, Léa Kerlan** et M. **Clément Courty**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Les séchages de charbons humides, chauffés à température croissant « asymptotiquement » montrent qu'il faut nettement dépasser 110°C pour éviter le palier trompeur de poids minimum constant, qui ne signifie nullement que le charbon est séché, et précisent comment l'élévation de température conditionne le changement de courbure du diagramme de dessiccation, s'acheminant vers le palier.

Les charbons de coques de noix de coco activés à la vapeur d'eau et au gaz carbonique, préalablement humidifiés jusqu'à poids constant par voie statique au degré hygrométrique 90, peuvent être desséchés à température constante [110° par exemple ([1])] ou à température croissante depuis la température ambiante jusqu'à un degré naturellement inférieur à leur température d'inflammation.

Grâce à la thermobalance de P. Chevenard, il nous a été possible d'étudier les pertes de poids subies par un charbon ainsi humidifié en élevant asymptotiquement la température du four d'une vingtaine de degrés, ou de 80°, à la première heure, jusqu'à atteinte d'une température maximum bien déterminée, et de mettre en évidence sur le diagramme de pesées continues les points intéressants déjà signalés dans la précédente Note de deux d'entre nous ([1]), où nous avions maintenu le charbon à température constante (110° C) jusqu'à poids également constant.

Nous avions constaté une difficulté grandissante pour éliminer l'eau restante au fur et à mesure que le poids diminuait. Or, à température constante, il arrivait un moment où l'énergie calorifique apportée par unité de temps, en raison des pertes inévitables, ne pouvait plus vaincre l'énergie de « rétention » de l'eau, et le diagramme donnait alors un palier indiquant qu'on chauffait en pure perte.

Dans les présentes expériences, l'énergie calorifique horaire étant lentement croissante on pouvait espérer obtenir une perte de poids allant jusqu'à la dessiccation complète si, toutefois, cette augmentation d'énergie horaire apportée dépassait à chaque instant l'augmentation d'énergie de rétention de l'eau que l'expérience nous avait montrée. Ces espérances ont été partiellement couronnées de succès puisque, en chauffant graduellement jusqu'à la température de 170°,2, où un palier semblait s'amorcer, nous avons constaté, qu'en fait, ce n'en était pas un, mais une décroissance plus lente du poids, et le palier réel n'était pas encore atteint aux environs de la température d'inflammation après 3 h de chauffe.

Néanmoins, nos mesures ont révélé qu'un palier, de même nature que celui qu'on obtient en chauffant à température constante (110° par

exemple), était atteint aux températures de 60, 85, 105°, mais déjà à 126° on avait, comme à 170°, une très lente perte de poids mais pas de palier.

La température 110° se justifie donc pour une comparaison de charbons entre eux puisque un palier net apparaît, mais il ne signifie pas que la dessiccation est terminée.

La courbe décroissante des poids tendant donc vers un palier ou un pseudo-palier présente toujours, de toute manière, un point d'inflexion et il nous a semblé intéressant, pour des raisons qui se confirment graduellement dans nos présentes recherches, de voir dans quelles conditions se manifestait ce point.

Le tableau suivant donne le résultat de ces mesures.

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.	9.	10.	11.
$\Delta\theta_1^0$.	$\Delta\theta_2^0$.	θ^0.	Δt.	$\Delta t'$	θ'^0.	ΔP.	$\Delta P'$.	$\frac{\Delta P'}{\Delta P}$.	θ_m^0.	$\Delta t''$
19,8	11,8	59,8	5h45m	4h m	56,8	46,84	34,80	0,74	61	8h m
38,6	10,8	85,1	4	2 30	72	48,15	36,00	0,75	240	7
50,9	28,3	104,5	2	1 30	92,4	48,15	39,25	0,81	121,8	3 15
68	38,5	126	1,20	1	105,2	47,49	38,22	0,80	164	3
94	50,8	136,5	1 12	0 56	118,5	46,84	39,62	0,84	194,2	2 45
121,4	68,5	150	1 03	0 52	132,8	48,15	41,67	0,86	240,8	2 45
156,1	76,9	165,6	0 52	0 40	135,1	47,50	39,85	0,84	288,8	2 45
180,7	86	170,2	0 45	0 39	153,5	50,15	45,20	0,90	330,2	3

Dans les deux premières colonnes figurent les élévations de température $\Delta\theta_1$ et $\Delta\theta_2$ en degrés pendant la première, puis la seconde heure de chauffage; dans la troisième la température θ du palier (ou pseudo-palier); dans la quatrième et la cinquième les temps Δt et $\Delta t'$ écoulés depuis le début du chauffage jusqu'à atteinte du palier et du point d'inflexion; dans la sixième figure la température θ' correspondant au point d'inflexion; dans la septième et la huitième les pertes (pour-cent) de poids du charbon humide ΔP et $\Delta P'$ respectivement au palier et au point d'inflexion rapportées au poids de charbon desséché et dans la neuvième le rapport de $\Delta P'$ à ΔP montrant à partir de quelle teneur en eau la dessiccation du charbon s'achemine délibérément vers le palier. Les valeurs de ce rapport laissent entrevoir la possibilité d'établir une montée de température telle que le palier significatif serait atteint sans que le diagramme change de courbure.

Nous avons fait figurer dans la dixième colonne la température θ_m que la montée asymptotique a atteinte en fin de chauffe et dans la onzième les temps $\Delta t''$ nécessaires pour cela depuis le début du chauffage.

On remarquera, toutefois, que la grosse partie de l'eau fixée par le charbon s'enlève facilement puisque, à 59°,8, on libère 46,84 % et à 170°,2 pas plus de 50,15 %.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 529.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur le mécanisme de la fragilisation des solutions solides aluminium-zinc et aluminium-zinc-magnésium.* Note (*) de MM. PIERRE GOBIN et JEAN MONTUELLE, présentée par M. Georges Chaudron.

Les solutions solides Al-Zn et Al-Zn-Mg présentent à la température ambiante et en l'absence de toute corrosion un affaiblissement important de leur cohésion intergranulaire (1).

Nous nous proposons, dans cette Note, d'étudier le mécanisme de cette fragilisation. Perryman et Blade (2) ont attribué cette décohésion intergranulaire à la précipitation d'une seconde phase dans les joints de grains, tandis que J. Herenguel (3) n'observe pas cette précipitation au cours de la décohésion. Nous avons constaté, sur une éprouvette soumise à une contrainte statique, que l'amorce d'une fissure intercristalline progresse par le rassemblement de cavités isolées se produisant loin de la fracture; cette observation nous incite à penser que la fragilité est due à la germination aux joints de cavités résultant de la condensation de lacunes. Des observations semblables ont déjà été faites dans le cas des laitons α par Greenwood (4).

Dans les solutions solides d'aluminium-zinc, il est facile de provoquer par évaporation du zinc, sous vide et à température convenable, un excès de lacunes associées à l'effet Kirkendall; on peut alors étudier par la micrographie la localisation des cavités dues à la condensation des lacunes et l'effet sur ce phénomène de divers éléments d'addition introduits dans la solution solide.

Dans ce but, nous avons préparé à partir de métaux purs (99,99 %) un alliage Al-Zn à 12 % de zinc et chauffé sous vide à 550° des éprouvettes de cet alliage : on constate que les lacunes se sont condensées en donnant des « figures d'évaporation » de formes géométriques; la forme de ces figures, comparables à des « figures de corrosion », dépend de l'orientation des cristaux sur lesquels elles se forment et l'on note, de plus, une légère tendance à l'accumulation de ces figures au voisinage des joints de grains (*fig.* 1). Pour étudier l'influence d'un élément ternaire favorisant la décohésion intergranulaire, par exemple le magnésium (5), nous avons traité des échantillons d'Al-Zn-Mg à 12 % de zinc et 1 % de magnésium dans les mêmes conditions que précédemment : les « figures d'évaporation » qui n'ont pas cette fois de forme géométrique nette, sont uniquement localisées sur les joints de grains (*fig.* 2).

Le rôle de la condensation des lacunes dans le mécanisme de la fragi-

lisation est confirmé par l'examen de l'influence de l'argent et du cuivre dont on connaît les effets stabilisants vis-à-vis de la fragilité [5] : dans un alliage Al-Zn-Mg-Cu-Ag (12, 1, 3 et 2 %) chauffé à 550° sous vide, les

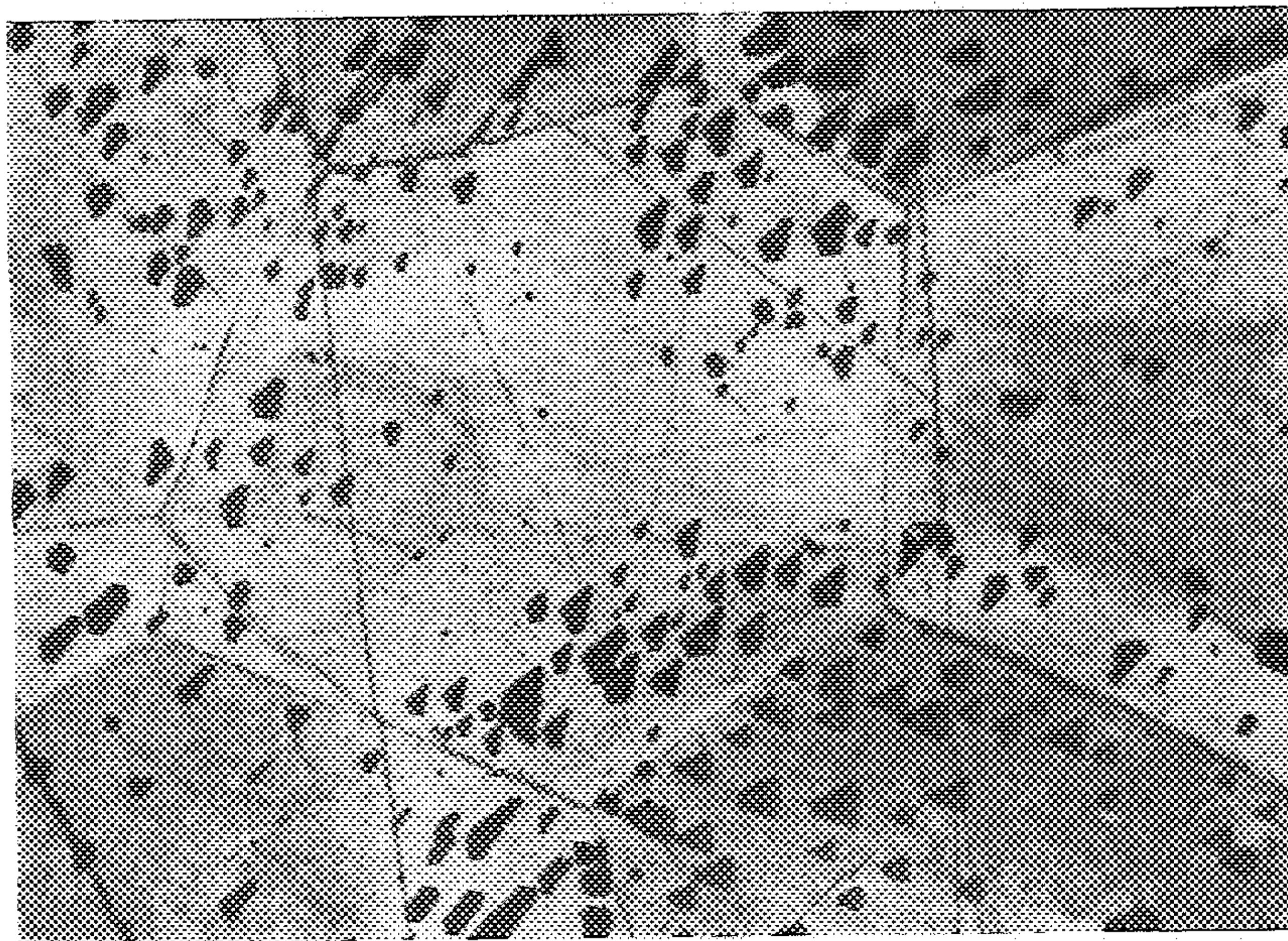


Fig. 1. — Al-Zn à 12 %. Évaporé 12 h à 550°.
Poli mécaniquement avant évaporation. (G × 120.)

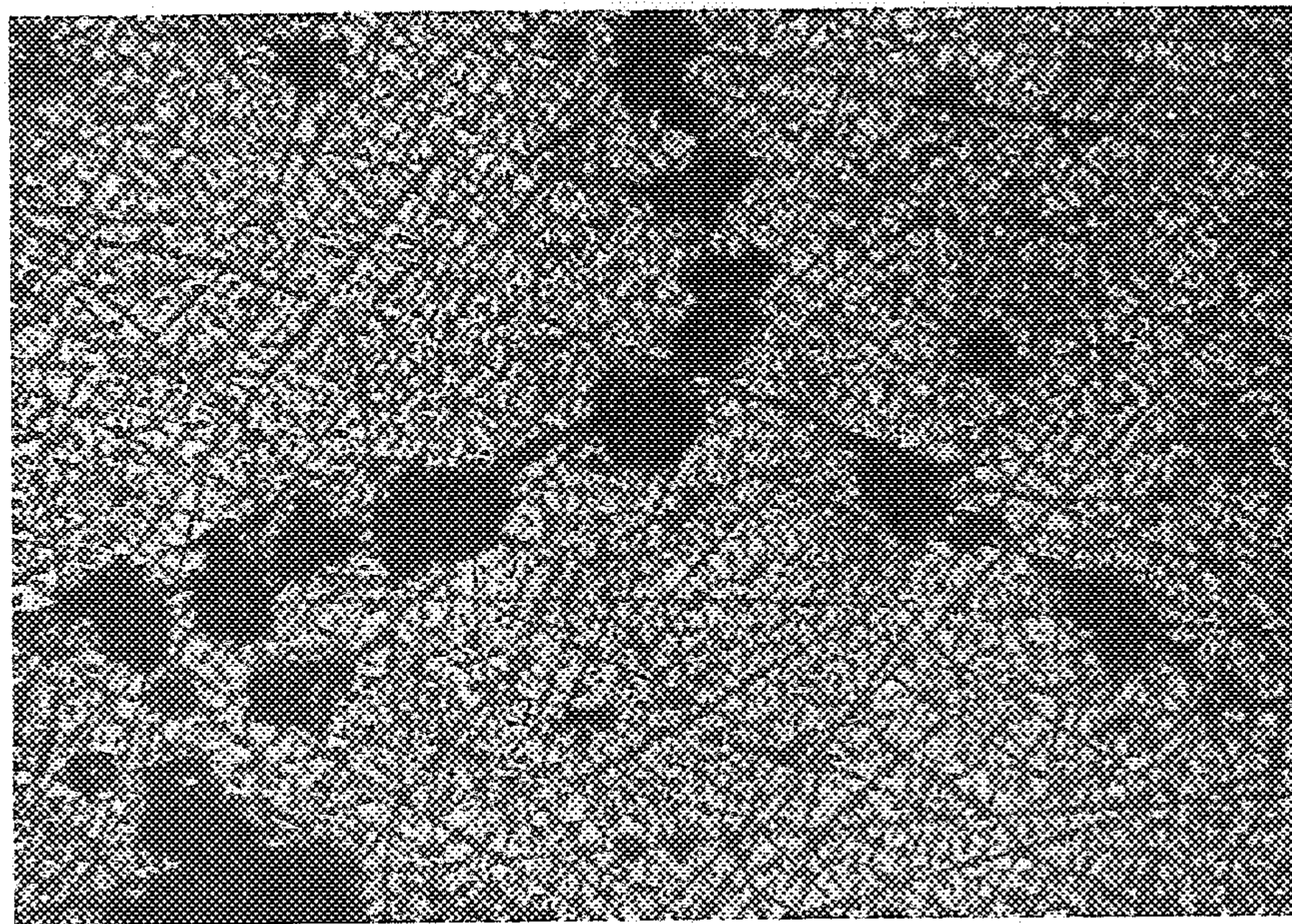


Fig. 2. — Al-Zn-Mg (12 %, 1 %) évaporé 48 h à 550°.
Poli mécaniquement avant évaporation. (G × 240.)

figures d'évaporation sont réparties au hasard dans les cristaux et tendent à reprendre une forme géométrique définie (*fig.* 3); il faut remarquer que dans cet alliage, les cavités se développent beaucoup plus régulièrement sur les grains que dans le cas de la solution solide Al-Zn et d'autre part ces figures d'évaporation ne manifestent aucune tendance à la ségrégation au voisinage des joints.

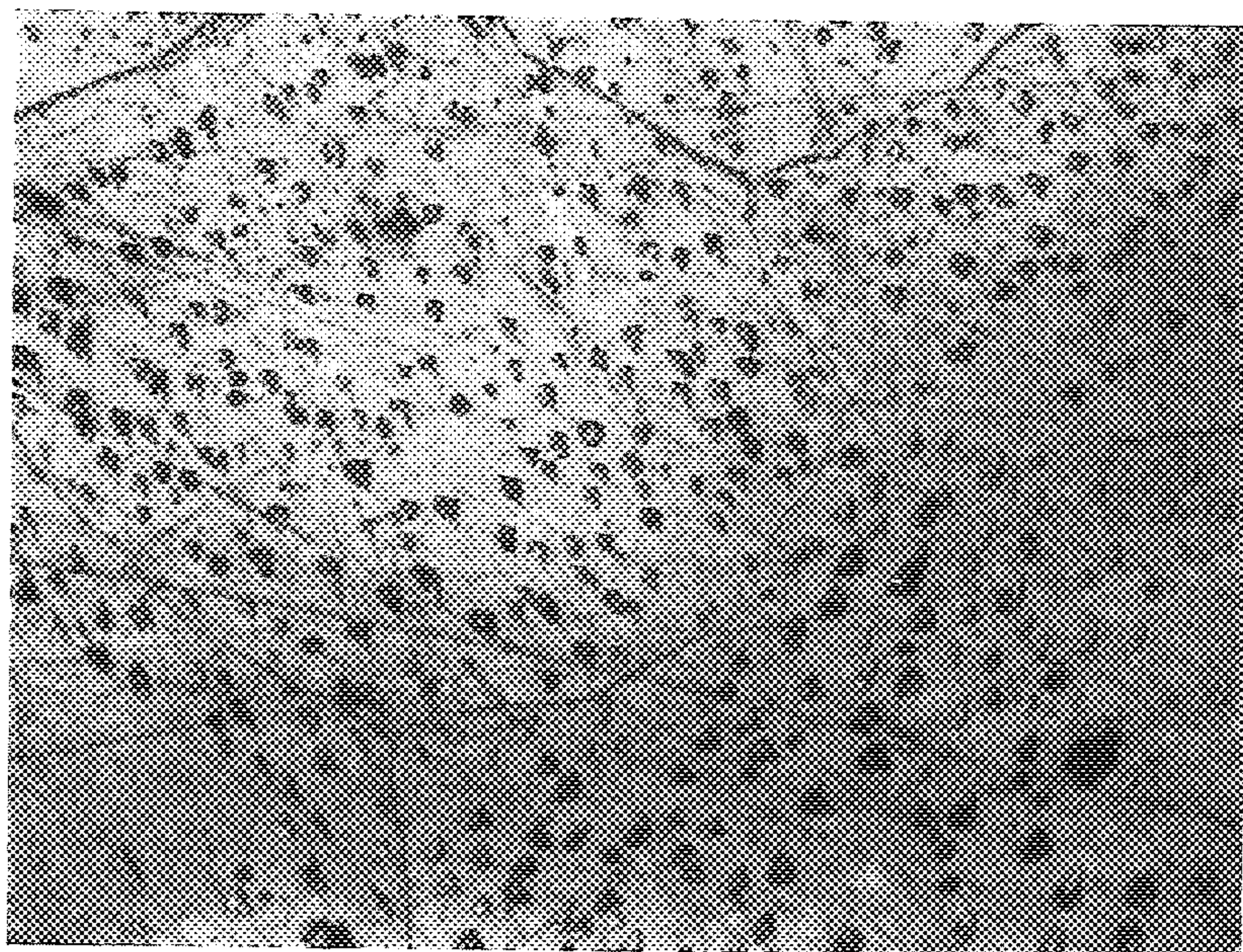


Fig 3. — Al-Zn-Mg-Cu-Ag (12 %, 1 %, 3 %, 2 %). Évaporé 5 h à 550°. Poli mécaniquement avant évaporation. (G × 240.)

On peut donc penser que la fragilité de ces alliages est bien due à une condensation de lacunes aux joints de grains; en effet, l'addition de magnésium, élément fragilisant, provoque une précipitation de cavités aux joints; au contraire, l'addition d'argent et de cuivre, éléments stabilisants, donne lieu à une germination régulière des cavités à l'intérieur des cristaux. Nous signalerons enfin que l'étude de la diffusion du zinc dans les laitons a montré des phénomènes semblables. Dans cet alliage évaporé sous vide à 780° la porosité est répartie au hasard dans les grains; au contraire l'addition de 0,03 atomes % d'antimoine provoque une porosité localisée presque uniquement aux joints des grains ([6]).

(*) Séance du 10 mars 1958.

([1]) G. Chaudron, J. Hérenguel et P. Lacombe, *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 404.
([2]) E. C. W. Perryman et J. C. Blade, *J. Inst. Met.*, 77, 1950, p. 263.
([3]) J. Hérenguel, *Métaux et Corrosion*, 326, 1952, p. 379.
([4]) J. N. Greenwood, D. R. Miller, J. W. Suiter, *Acta Metal.*, 2, 1954, p. 250.

([5]) J. Hérenguel, *Rev. Metall.*, 44, 1947, p. 77.
([6]) A. Accary, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1763.

(*Laboratoire de Métallurgie de l'École Centrale Lyonnaise et Centre d'Études de Chimie Métallurgique du C. N. R. S. Vitry.*)

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur un procédé de polymérisation en couche adsorbée.* Note (*) de MM. Alexandre Blumstein, Jean Herz, Victor Sinn et Charles Sadron, présentée par M. Paul Pascal.

Les hauts polymères linéaires sont généralement préparés par polymérisation des molécules de monomères réparties au hasard dans un milieu pratiquement indéfini dans les trois dimensions.

Il nous a semblé intéressant d'examiner ce qui peut se passer quand il n'en est plus ainsi.

C'est pourquoi nous avons essayé de provoquer la polymérisation dans la couche même d'un monomère adsorbé à la surface de supports convenables.

Dans cette première série d'expériences nous avons employé, pour des raisons de commodité, les composés d'insertion dans la montmorillonite.

1. *Préparation des composés d'insertion.* — Il est possible de préparer des composés d'insertion, soit par mise en contact de l'argile avec le monomère liquide, soit par adsorption de la vapeur du monomère. Nous avons, après expériences, choisi le deuxième mode de préparation car, en suivant les isothermes d'absorption, on obtient plus facilement les composés d'insertion de composition reproductible en évitant la présence dans la masse de quantités importantes de liquide non adsorbé.

La composition du composé d'insertion est caractérisée d'après l'augmentation Δd de l'écartement des feuillets de montmorillonite mesurée par diffraction aux rayons X. On en tire le nombre de couches insérées en supposant que les molécules de monomères sont placées les unes sur les autres parallèlement à leur grand axe.

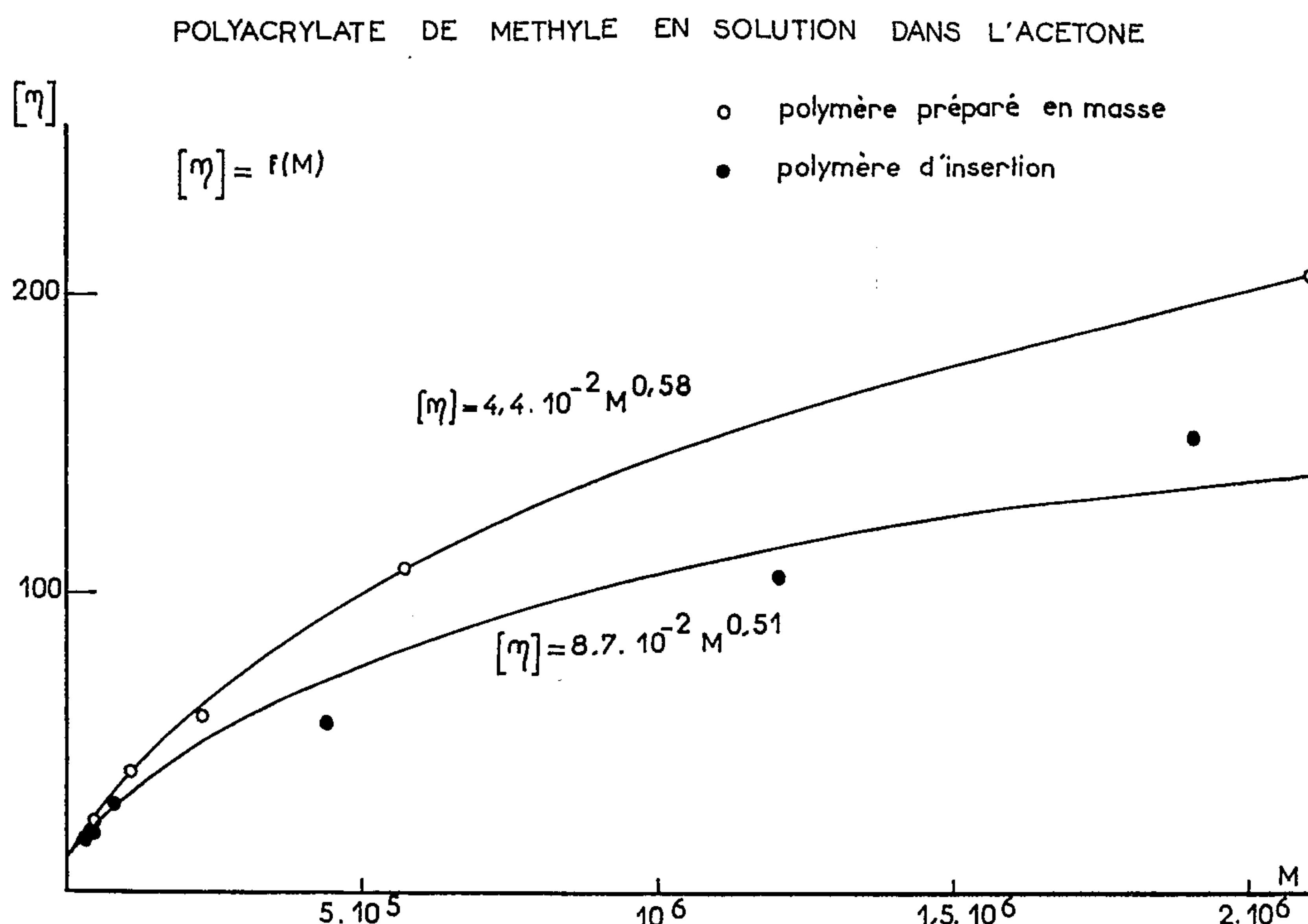
Nos expériences ont porté sur les monomères suivants : acrylonitrile, acrylate de méthyle, méthacrylate de méthyle, acétate de méthyle, styrolène. L'argile employé était la bentonite de Wyoming, séché à 100° C et contenant plus de 90 % de montmorillonite sodique.

Nous nous bornerons ici à l'étude de la polymérisation du composé d'insertion de l'acrylate de méthyle pour lequel $\Delta d = 7{,}5$ Å, c'est-à-dire contenant deux couches moléculaires par feuillet.

2. *Polymérisation.* — Nous avons étudié la polymérisation sous l'effet des rayons γ, ou par la chaleur en présence d'un catalyseur tel que l'azo-

bisisobutyronitrile déposé préalablement sur l'argile. Nous ne parlerons ici que de ce deuxième procédé.

Le composé d'insertion, d'aspect pulvérulent, est porté à une température de 60° C pendant 2 à 3 jours. La montmorillonite est alors devenue hydrophobe et le diagramme de rayons X montre que Δd n'a pas changé sensiblement.



Un traitement par l'alcool ne permet plus de convertir le composé d'insertion acrylique en composé d'insertion alcoolique, comme cela se produit avant la polymérisation par la chaleur.

Pour extraire la substance organique il est alors nécessaire de digérer l'argile par l'acide fluorhydrique concentré, à 0° C.

On lave ensuite à l'eau jusqu'à disparition de toute acidité, on sèche et l'on reprend par l'acétone additionnée d'inhibiteur. En précipitant par l'eau on obtient le « polymère d'insertion ».

On s'est naturellement assuré, par une expérience faite sur du polyacrylate de méthyle préparé en l'absence d'argile, que le traitement à l'acide fluorhydrique ne produit aucune dégradation sensible.

3. *Propriétés du polymère d'insertion.* — Le polymère d'insertion ne présente pas les mêmes propriétés que le polymère préparé en masse à la même température et en l'absence d'argile.

a. Il est plus difficilement soluble dans l'acétone et forme des aggrégats qu'on doit disperser par chauffage.

b. Pour une série de six fractions dont la masse moléculaire varie de 3.10^4 à 2.10^6 les viscosités intrinsèques sont considérablement plus petites que pour le polymère normal (*fig.*).

c. Bien que son coefficient de dilatation cubique et sa densité soient sensiblement les mêmes que ceux du polymère normal, sa tension de rupture ($1,5 \pm 0,2$ kg/cm^2) est nettement plus élevée que celle du polymère normal ($1,0 \pm 0,2$), son allongement à la rupture plus faible (600 contre 800 %), et sa dureté Brinell beaucoup plus élevée (550 contre 225 à — 6° C; 12 contre 6,5 à + 20° C).

Nous ne voulons pas encore proposer une interprétation définitive de ces différences de propriétés en fonction de la structure du polymère d'insertion, mais nous pensons qu'elles sont compatibles avec l'existence d'une réticulation qui, se produisant dans le plan du feuillet, a conduit à des réseaux presque bidimensionnels formant des macromolécules en feuille mince.

(*) Séance du 17 mars 1958.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *L'extinction des ondes explosives par les substances pulvérisées.* Note de MM. **Robert Bouchet** et **Paul Laffitte**, présentée par M. Paul Pascal.

Il est toujours possible de provoquer l'extinction d'une onde explosive dans un mélange gazeux à l'aide d'une substance finement pulvérisée. L'ordre d'efficacité des substances étudiées n'est pas le même que pour les déflagrations. Ce ne sont pas les ondes les plus rapides qui sont les plus difficiles à éteindre, mais celles du mélange stoechiométrique correspondant à la combustion complète.

Un assez grand nombre d'études ont été faites sur l'extinction des déflagrations des mélanges gazeux par les substances pulvérisées. Mais aucun résultat d'expériences relatives à l'extinction de flammes se propageant à de très grandes vitesses n'ayant été publié, nous nous sommes proposés d'effectuer des recherches sur cette question. Dans une précédente Note [1] nous avons déjà signalé que nous avions réussi à provoquer l'extinction de flammes pré-détonantes pouvant atteindre des vitesses de 450 m/s. Dans la précédente Note, nous donnons des résultats d'expériences relatives à l'extinction de détonations, c'est-à-dire de flammes se propageant à des vitesses de plusieurs milliers de mètres par seconde [2].

Pour ces recherches nous avons utilisé un dispositif expérimental dans lequel le mélange gazeux susceptible de détoner est contenu (à la pression

initiale d'une atmosphère et à la température ordinaire) dans un tube vertical en verre de 16,4 mm de diamètre intérieur et de 1,40 m de longueur. Aux deux-tiers environ de sa longueur (mesurée à partir de l'extrémité inférieure) on peut, à l'aide d'un dispositif convenable, faire tomber une quantité déterminée de substance pulvérisée. Il se forme ainsi un nuage au-devant duquel parvient l'onde explosive amorcée à la partie inférieure du tube. La propagation du phénomène explosif est enregistrée chronophotographiquement sur un film sensible enroulé sur un tambour tournant. On peut ainsi non seulement connaître la vitesse de l'onde avant et après sa traversée du nuage de substance pulvérisée, mais aussi déterminer d'une manière précise le point où a eu lieu l'extinction.

A l'aide de ce dispositif, nous avons toujours réussi à provoquer l'extinction des détonations dans tous les mélanges gazeux que nous avons utilisés, ceci avec diverses substances pulvérisées et quelle que soit la vitesse de propagation de l'onde, à condition cependant que la quantité de substance extinctrice soit suffisante, quoique toujours relativement faible. Lorsque cette dernière condition est remplie, l'extinction a lieu après un parcours de l'onde de quelques centimètres seulement dans le nuage de substance pulvérisée. Si la quantité de poudre est insuffisante la détonation peut, après avoir traversé le nuage, soit se propager avec une assez faible diminution de sa vitesse, soit se transformer en déflagration.

L'influence de la nature chimique de la substance pulvérisée produisant l'extinction est donnée par le tableau I relatif à l'arrêt de l'onde explosive du mélange $CH_4 + 2\,O_2 + N_2$ (vitesse de détonation : 1 850 m/s). La grosseur moyenne des grains déterminée à l'aide d'un élutriateur à air, était de 10 à 20 μ; leur surface était déterminée par une méthode de perméabilité à l'air ([2]). La quantité minimale de substance produisant l'extinction est donnée par son poids et par sa surface.

TABLEAU I.

Substance extinctrice.	Surface (cm²/g).	Quantité extinctrice mg.	Quantité extinctrice cm².
Silice	3 950	825	3 260
Chlorure de K	2 790	2 150	6 000
Bicarbonate de K	4 150	835	3 470
Oxalate de K	5 220	920	4 800
Bitartrate de K	7 650	460	3 520
Bitartrate de Na	7 400	930	6 900

On peut remarquer que les quantités minimales de substances pulvérisées produisant l'extinction des détonations sont plus élevées que dans le cas des déflagrations ([3]). Cependant la comparaison n'est peut-être pas entièrement justifiée par suite de la différence des procédés expérimentaux.

De plus, dans le cas des expériences précédentes relatives aux détonations, le nuage de substance pulvérisée n'était certainement pas d'une grande homogénéité et, enfin, sa densité nous était inconnue. Quoi qu'il en soit les résultats du tableau I, relatifs à des expériences faites dans des conditions expérimentales identiques, permettent d'affirmer que les substances extinctrices se placent dans un ordre d'efficacité qui n'est pas le même pour les détonations et pour les déflagrations. Ainsi la silice qui, même à un très grand état de division, est un extincteur très médiocre des flammes déflagrantes, est au contraire un bon extincteur des flammes détonantes, puisque parmi les substances utilisées, seul le bitartrate de potassium lui est supérieur.

C'est ce dernier sel que nous avons choisi pour étudier l'extinction des détonations de mélanges de nature et de composition variables. Les tableaux II et III donnent les résultats obtenus avec des mélanges d'oxygène, soit avec l'hydrogène, soit avec le propane. Nous y avons fait figurer la vitesse de détonation et la température atteinte sur le front de l'onde

TABLEAU II.

Mélanges		$H_2 + 2O_2$.	$H_2 + O_2$.	$2H_2 + O_2$.	$4H_2 + O_2$.
Quantité extinctrice	mg	970	1 280	1 370	415
	cm²	7 400	9 800	10 300	3 180
Vitesse (m/s) (4)		1 927	2 328	2 821	3 268
T°K (5)		2 970	3 390	3 583	3 314

TABLEAU III.

Propane %		10.	16,6.	22,2.	31.	34.
Quantité extinctrice	mg	750	1 330	750	310	240
	cm²	5 750	10 150	5 750	2 370	1 685
Vitesse (m/s) (6)		2 059	2 336	2 500	2 648	2 537
T°K (7)		3 580	3 940	3 900	–	–

D'autres déterminations ont été faites avec différents mélanges d'oxygène avec les gaz ou vapeurs combustibles suivants et pour diverses concentrations : méthane, isobutane, acétylène et éther diéthylique. Dans tous les cas la quantité de bitartrate de potassium provoquant l'extinction est maximale pour les mélanges de composition stoechiométrique, sauf peut-être pour l'isobutane où il y aurait un léger décalage. Ce ne sont donc pas les détonations les plus rapides qui sont les plus difficiles à éteindre, mais celles correspondant aux mélanges de composition stœchiométrique.

Ces recherches seront poursuivies par une étude mettant en évidence le rôle de la surface spécifique des poudres, puis avec un dispositif expérimental permettant de connaître avec précision la densité du nuage de substance pulvérisée, ce nuage devant être aussi homogène que possible.

(1) R. Bouchet, R. Delbourgo et P. Laffitte, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 606.
(2) J. Tranchant, *Mémorial des Poudres*, 30, 1948, p. 155.
(3) R. Bouchet, R. Delbourgo et P. Laffitte, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2152.
(4) H. B. Dixon, *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 184 A, 1893, p. 97.
(5) B. Lewis et J. B. Friauf, *J. Amer. Chem. Soc.*, 52, 1930, p. 3905.
(6) J. Breton, *Ann. Comb. Liq.*, 11, 1936, p. 487 et *Thèses*, Nancy, 1936.
(7) A. Weir et R. Morrisson, *Ind. Eng. Chem.*, 46, 1954, p. 1056.
(8) Un certain nombre de ces expériences ont été faites avec la collaboration technique de M. Robert Lisbet.

(Sorbonne, Laboratoire de Chimie générale.)

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude de poudres de cobalt métallique obtenues par pyrolyse d'alcanoates normaux.* Note (*) de MM. Claude Moreau et Georges Rodier, présentée par M. Paul Pascal.

L'idée directrice de cette étude (1), (2) était de préparer du cobalt métallique de texture variable, par décomposition thermique, en atmosphère contrôlée, de sels anhydres d'acides gras du type $(RCOO)_2Co$. Le fait de pouvoir faire varier le nombre d'atomes de carbone du radical R des sels $(RCOO)_2Co$ semblait permettre d'obtenir un métal très différent morphologiquement selon son origine.

Ces alcanoates, préparés par des méthodes mises au point par l'un de nous (3), (4) ont été soumis à une décomposition ménagée; l'étude thermogravimétrique de cette réaction, réalisée à l'aide de la balance électronique Ugine-Eyraud, a montré que la décomposition des cinq premiers termes aboutit au cobalt métallique vers 420° C. Pour obtenir des résultats parfaitement reproductibles, cette thermolyse est conduite en atmosphère inerte (azote ou argon) en utilisant une montée en température linéaire. L'apparition du cobalt métallique a été suivie grâce à une technique utilisant simultanément les mesures thermogravimétriques et thermomagnétiques et mise au point tout récemment par nous (5).

Avec les termes supérieurs (au-delà du pentanoate) les résultats ne sont pas constants et nous nous sommes limités aux cinq premiers termes de la série.

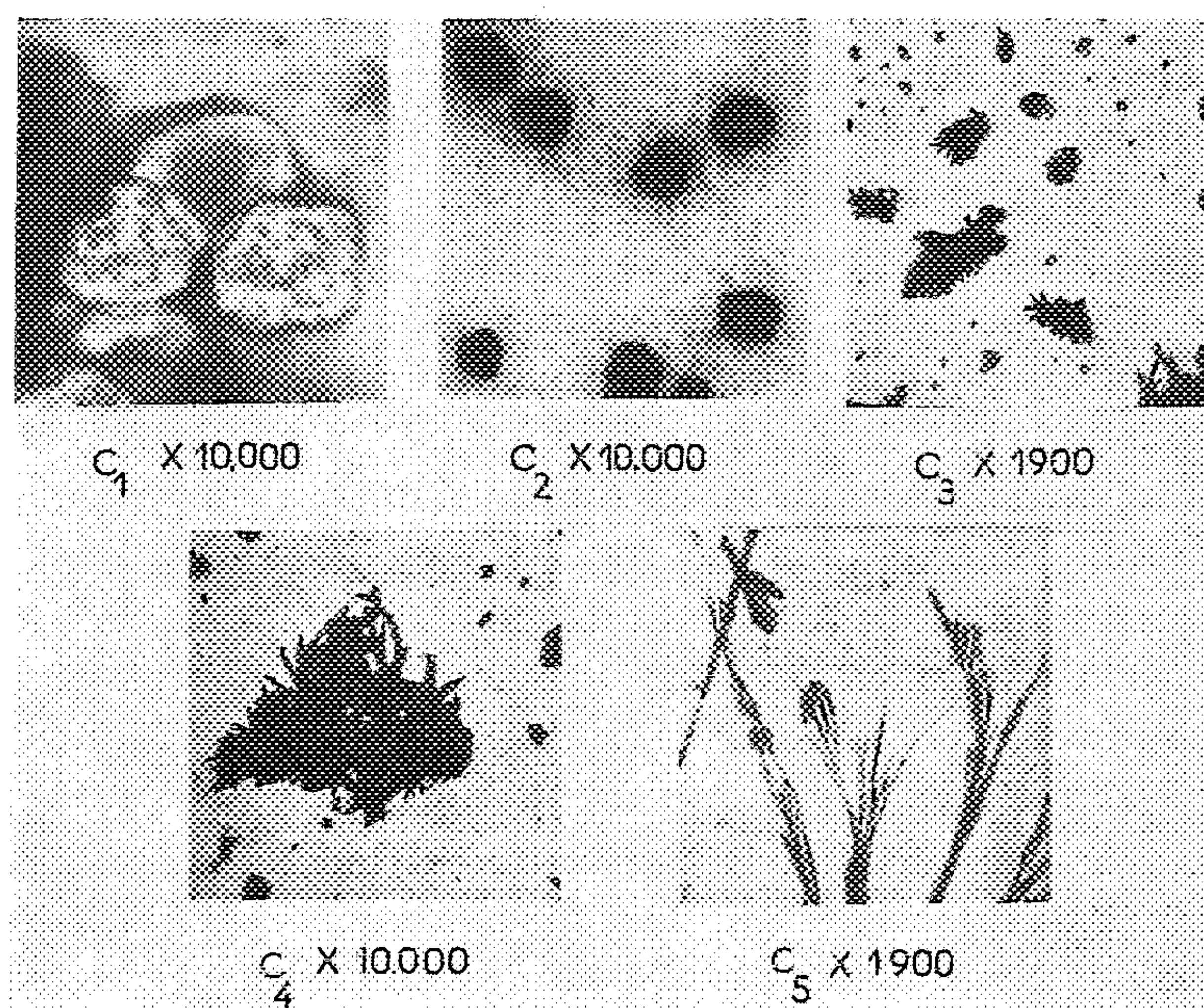
Différentes méthodes ont été utilisées pour étudier ces poudres métalliques : mesure de surface spécifique (B. E. T.), étude radiocristallographique, examen en microscopie électronique.

Co provenant de	Surface spécifique (valeurs moyennes) (m^2/g).
C_1	4
C_2	8
C_3	13
C_4	24
C_5	6

Les mesures de surface spécifique ont montré que les valeurs expérimentales passent par un maximum pour le métal provenant de la décomposition du butyrate, et décroissent ensuite rapidement.

Il semble donc bien que la longueur du radical organique détruit au cours du traitement thermique soit l'un des facteurs influençant considérablement la texture du produit résiduel. Il faut remarquer que les valeurs de la surface spécifique de nos échantillons sont nettement supérieures à celles qu'on rencontre au cours de l'étude de catalyseur Fischer-Tropsch; toutefois, ainsi que l'a fait remarquer Prettre [6], cette surface, lorsqu'il s'agit de quelques mètres carrés par gramme, peut être due à un nombre assez limité de pores très étroits ne jouant qu'un faible rôle dans les propriétés d'interface.

L'observation des photographies obtenues au microscope électronique montre une évolution importante dans la série d'échantillons.



Les grains provenant de la décomposition du formiate et de l'acétate présentent des contours réguliers aux arêtes vives. Ceux qui proviennent du propanoate ont un contour beaucoup plus accidenté; leur opacité aux électrons varie d'un point à un autre. Enfin, la poudre de cobalt correspondant au butanoate et au pentanoate est formée de particules d'aspect fibrillaire; on peut voir des filaments plus ou moins anastomosés déterminant des cellules polygonales.

On ne peut que remarquer le parallélisme entre l'évolution de cet aspect morphologique et l'accroissement de la surface spécifique des échantillons;

ce parallélisme illustre bien les relations qui existent entre l' « habitus » et la texture d'un solide (6).

D'autre part, nous avons pu connaître, par étude radiocristallographique, la composition approximative en phase cubique et en phase hexagonale des cinq échantillons précédents.

Co provenant de	Co hexagonal (%).	Co cubique (%).
Formiate	20	80
Acétate	70	30
Propionate	80	20
Butyrate	85	15
Valérianate	50	50

Si l'on rapproche ces résultats des valeurs de la surface spécifique des produits, il semble que le pourcentage de phase hexagonale varie parallèlement à la surface et passe par un maximum pour le cobalt provenant du butyrate, mais la correspondance pourcentage phase hexagonale-surface spécifique, est très loin d'être linéaire.

Toutefois, il est très curieux de constater (*fig.* 1) que le cobalt provenant du valérianate s'insère parfaitement sur la courbe surface-phase hexagonale; dans ces conditions, il y aurait une liaison étroite entre le pourcentage de phase hexagonale et la surface spécifique, quel que soit le sel qui ait donné naissance à ce cobalt, toutes conditions opératoires identiques par ailleurs.

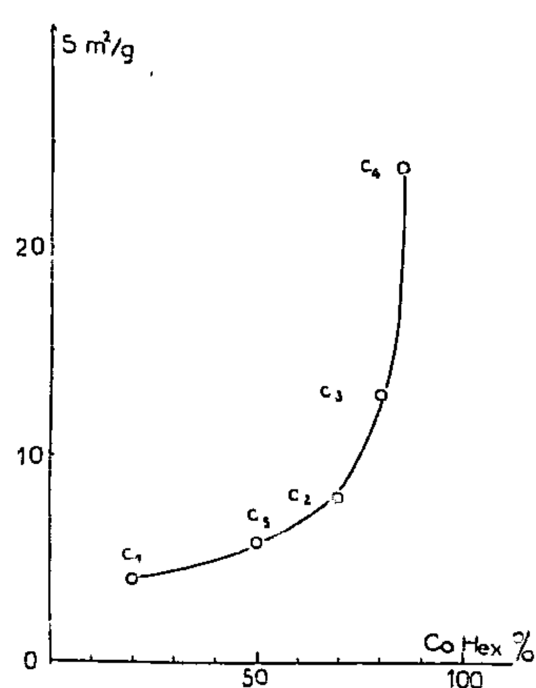


Fig. 1.

En comparant ces trois facteurs, surface spécifique, aspect morphologique et pourcentage de phase hexagonale, il semble possible de conclure que notre méthode de préparation du cobalt métallique divisé, permet d'une manière souple d'obtenir un produit de texture et de structure fort différentes.

La longueur du radical organique est facile à choisir puisque nous disposons maintenant d'une méthode de préparation générale de la série des sels de cobalt d'acides aliphatiques saturés ou non, à chaîne linéaire ou ramifiée. C'est bien comme nous l'avions supposé au départ, le moyen de préparer une gamme de nouveaux métaux « squelettes ».

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) C. Moreau, *Thèse*, Paris, 1957.

(2) C. Moreau et G. Rodier, *XVe Congrès de Chimie pure et appliquée*, Paris, 1957.

(3) J. Amiel et C. Moreau, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 514.

(4) P. Dupuy et C. Moreau, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2242.

(5) C. Moreau et G. Rodier, *Comptes rendus*, 246, 1958 (à paraître).

(6) M. Prettre, *IVe Réunion de Chimie Physique*, Paris, 1954.

CHIMIE MINÉRALE. — *Contribution à la connaissance du bichromate de calcium.* Note (*) de MM. **Roger Durand** et **André Michel**, présentée par M. Georges Chaudron.

Le bichromate de calcium est un sel peu connu qui n'a suscité jusqu'ici que de rares recherches (1) à (5). Le sel $Cr_2O_7Ca5H_2O$ qu'on obtient par cristallisation à température ordinaire se déshydraterait (5) vers 317° C; il évoluerait à température élevée en donnant directement le chromite Cr_2O_3CaO (5).

Nous avons préparé le bichromate de calcium par action, à température ordinaire, d'un large excès de CrO_3 sur CO_3Ca. Le sel obtenu est purifié par recristallisation. Les cristaux séchés dans le vide sulfurique correspondent à la formule $Cr_2O_7Ca5H_2O$.

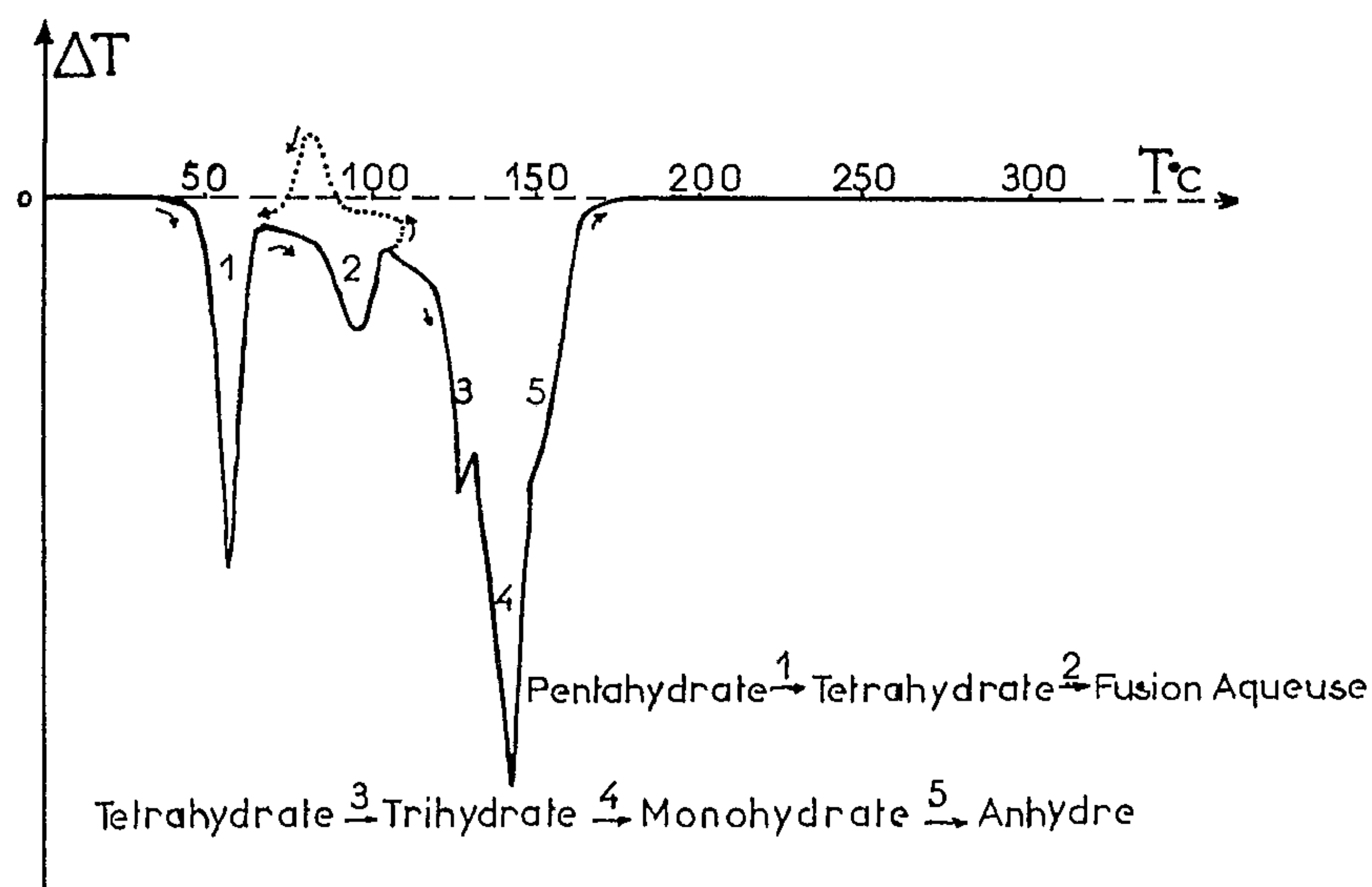
Comme les cristaux peuvent être obtenus avec des dimensions notables (quelques millimètres à plusieurs centimètres) la méthode de Bragg ($CuK\alpha_1$) a pu être utilisée pour déterminer le système cristallin et les paramètres. Ce corps est monoclinique, ses caractéristiques cristallographiques sont :

$$a = 9{,}24, \quad b = 5{,}785, \quad c = 9{,}46, \quad \beta = 92^\circ 15'.$$

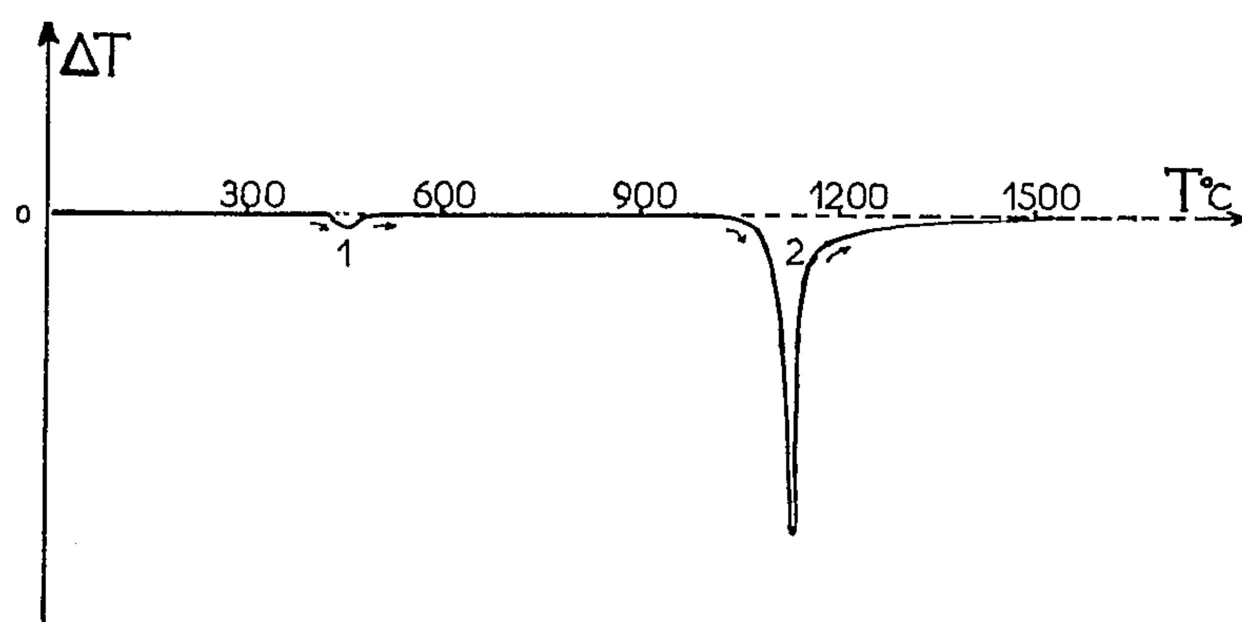
La densité à 20° déterminée à l'aide du bromobenzène est de 2,25 : le motif cristallin est constitué de 2 mol de $Cr_2O_7Ca5H_2O$ (densité calculée, $d = 2{,}27$).

L'analyse thermique différentielle et l'analyse thermopondérale permettent de fixer les caractères de l'évolution thermique du pentahydrate vers le bichromate anhydre (courbe I). Lors d'une élévation lente et progressive de la température (0,6°C/mn) le pentahydrate donne à 45°C le tétrahydrate stable jusqu'à 81°C. A cette température le tétrahydrate présente le phénomène de fusion aqueuse : puis apparaît le composé $Cr_2O_7Ca3H_2O$ qui existe jusqu'à

130° C, température à laquelle apparaît le monohydrate. Celui-ci se décompose à son tour à partir de 147° C en donnant le sel anhydre.

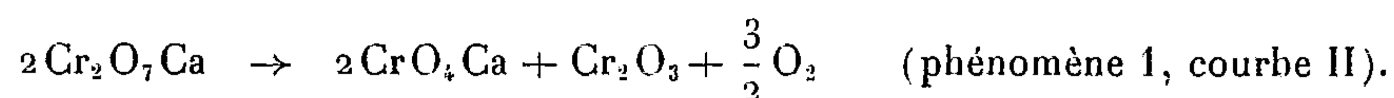


Courbe I.



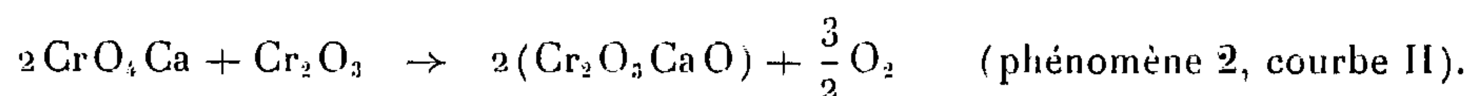
Courbe II.

La même méthode d'analyse thermique appliquée au-delà de 161° C (vitesse de chauffage, 0,6° C/mn, courbe II) permet de suivre la décomposition thermique du bichromate de Cr_2O_7Ca anhydre. Une première évolution a lieu de 440-460° avec formation de chromate :



$$2\,Cr_2O_7Ca \rightarrow 2\,CrO_4Ca + Cr_2O_3 + \frac{3}{2}O_2 \qquad \text{(phénomène 1, courbe II).}$$

Une deuxième évolution a lieu à partir de 1067° et se prolonge jusque vers 1500° : il se forme alors le chromite de calcium :



$$2\,CrO_4Ca + Cr_2O_3 \rightarrow 2\,(Cr_2O_3CaO) + \frac{3}{2}O_2 \qquad \text{(phénomène 2, courbe II).}$$

Cette évolution thermique en deux temps du bichromate de calcium anhydre est confirmée par diffraction X.

Il faut remarquer que Vasenine (5) n'a pas mis en évidence la décomposition du bichromate de calcium anhydre. Les températures de fin de transformation qu'il a indiquées sont très élevées par rapport à celles que nous avons enregistrées, ce qui s'explique facilement par le fait que Vasenine a employé une vitesse de chauffe extrêmement rapide (10° C/mn) qui ne permet pas d'arriver, à chaque instant à l'équilibre thermique.

Une étude analogue sur les bichromates de strontium et de baryum sera publiée ultérieurement; elle permet de comparer le comportement des trois bichromates alcalinoterreux.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) VAUQUELIN, *Ann. Chim. Phys.*, (1), 1809, p. 70.

(2) BAHR, *J. Prakt. chem.*, 1853, p. 60.

(3) MELLOR, *Compr. Treat, on inorg. and theor. ch.*, 11, 1931, p. 122, 267 et 370.

(4) TARASENKOV-KONOPHINA, *Zh. prik. Khim. S. S. S. R.*, 27, n° 2, 1954, p. 198-201.

(5) VASENINE, *Zh. priklad. Khim. S. S. S. R.*, 21, n° 5, 1948, p. 429 et 436.

CHIMIE MINÉRALE. — *Préparation et structure du nitrure de bore.* Note (*) de MM. **ALBERT HÉROLD, BERNARD MARZLUF** et **PIERRE PÉRIO**, présentée par M. Louis Hackspill.

La structure et les propriétés physiques et chimiques du nitrure de bore varient beaucoup avec le mode de préparation. L'action du cyanure de potassium sur l'anhydride borique conduit à une structure rhomboédrique nouvelle de paramètres $a = 2{,}504$ Å; $c = 10{,}01$ Å.

Le nitrure de bore fut préparé pour la première fois en 1842 par Balmain (1). L'analogie de sa structure avec celle du graphite a été mise en évidence par Hassel (2) en 1926 et par Pease (3) en 1952. C'est aujourd'hui un produit commercial de cristallinité et de pureté variables.

Nous avons effectué une étude d'ensemble des méthodes de préparation les plus courantes. L'examen des produits obtenus a montré que la structure du nitrure de bore dépend essentiellement de son mode de formation. Le tableau suivant résume les résultats fournis par les préparations les plus commodes. Des astérisques indiquent les variantes ou méthodes mises au point dans notre laboratoire.

La teneur en azote du nitrure de bore a été déterminée après attaque par le mélange acide sulfurique-fluorure de sodium. Cette méthode remplace avantageusement la fusion à la soude préconisée jusqu'ici. Nous avons montré par ailleurs qu'il est possible de purifier les divers échantillons jusqu'à un taux

de 99-100 % par chauffage à 1000° dans un courant d'ammoniac ce qui indique que la principale impureté est l'oxygène.

Auteur.	Méthode.	Rdt. (%).	Pureté (%).	État cristallin.	Propriétés chimiques
Martius [4]...	Action de NH_3 gazeux sur Cl_3B liquide et calcination à 800° des solides formés.	100	99-100	Amorphe	Attaqué lentement par H_2O et NaOH 10 N
*	Décomposition à 900° du trichlorborazol obtenu par action de Cl_3B sur $ClNH_4$	10-30	90-100	Amorphe	Complètement hydrolysé par SO_4H_2 conc. chaud
Wöhler [5]...	Chauffage rapide du borax avec $ClNH_4$ en creuset d'alumine à 1 000°.	10-30	95	Hexagonal	Résiste à NaOH 10 N et à SO_4H_2 conc. et à l'ébullition.
*	Chauffage du mélange $BO_2Na + ClNH_4$ dans les mêmes conditions	50-70	95	Hexagonal	
Balmain [1]...	Fusion de B_2O_3 avec CNK en creuset de graphite à 1100°.	10-30	95	Hexagonal et rhomboédrique	Complètement hydrolysé par le mélange $FNa + SO_4H_2$
*	Fusion du mélange $B_4O_7Na_2 + CNK$ dans les mêmes conditions	10-30	95	Hexagonal et rhomboédrique	

L'étude cristallographique des produits obtenus par les différentes méthodes permet d'établir les faits suivants : L'action du chlorure de bore sur l'ammoniac conduit à un produit amorphe. Les fusions dans B_2O_3 et le borax préconisées par Tiede et Tomaschek [6] n'amènent qu'une faible cristallisation, de même qu'un chauffage à 2000° en courant d'azote. On obtient des spectres de rayons X correspondant à des paquets de plans hexagonaux de 10 à 100 Å, parallèles mais désorientés entre eux.

La densité du nitrure de bore amorphe n'avait pas été mesurée jusqu'ici. Nous avons trouvé :

$$d_4^{20} = 1,80 \pm 0,02 \quad \text{en utilisant le toluène comme liquide pycnométrique.}$$

La fusion du borax avec le chlorure d'ammonium conduit au nitrure hexagonal obtenu par Pease à haute température. Selon cet auteur, la structure hexagonale comporte des plans hexagonaux exactement superposés. On a ainsi, selon des chaînes infinies et perpendiculairement aux plans hexagonaux, alternance régulière de B et N. Pour notre produit, l'extension des plans varie de 300 à 600 Å, l'organisation régulière entre plans allant de 100 à 300 Å. La mesure des paramètres a donné : $a = 2,504 \pm 0,002$ Å, $c = 6,674 \pm 0,005$ Å.

La réaction du cyanure de potassium avec l'anhydride borique conduit à un produit comportant outre la phase hexagonale ci-dessus, une phase rhombo-

édrique qui n'a jamais été signalée. Différentes structures étaient possibles résultant respectivement :

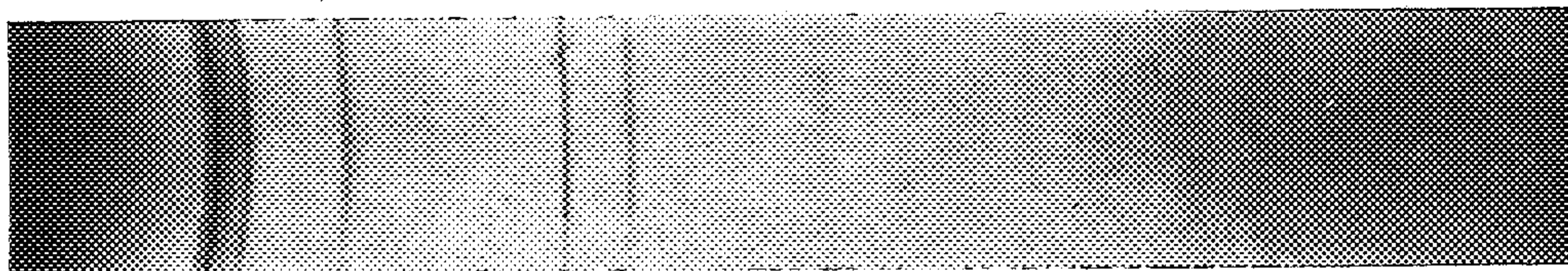
a. soit de la superposition exacte des plans hexagonaux avec formation de chaînes BNNBNN ... et NBBNBB ... ;

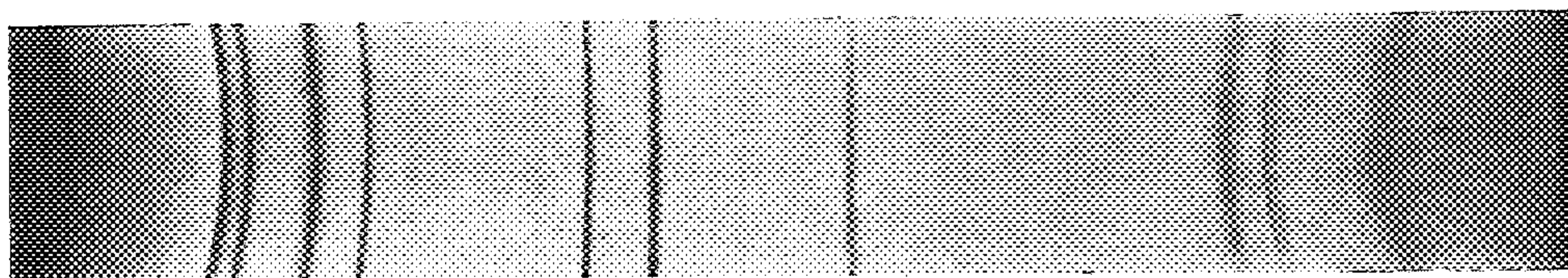
b. soit de deux décalages successifs parallèles aux plans hexagonaux comme dans la structure du graphite β. Dans ce cas, les atomes étant groupés par paires, perpendiculairement aux plans des hexagones, on pouvait envisager soit des paires N-N, B-B, etc..., soit des paires mixtes B-N, B-N. Cette dernière combinaison, plus vraisemblable, est confirmée par la mesure des intensités des rayons X diffractés par les plans d'indices [10*l*].

La détermination des paramètres donne les valeurs suivantes :

$$a = 2,504 \pm 0,002 \text{ Å}, \qquad c = 10,01 \pm 0,007 \text{ Å}.$$

Les deux clichés ci-dessous permettent de comparer les spectres de rayons X de la variété hexagonale pure et du mélange des variétés hexagonale et rhomboédrique.





(*) Séance du 17 mars 1958.
(1) W. H. BALMAIN, *J. prakt. Chem.*, 27, 1842, p. 422.
(2) O. HASSEL, *Norsk Geolog. Tidsskr.*, 9, 1926-1927, p. 266.
(3) R. S. PEASE, *Acta Cristallographica*, 5, 1952, p. 356.
(4) C. A. MARTIUS, *Ann. Chem. Pharm.*, 135, 1859, p. 80.
(5) F. WÖHLER, *Ann. Chem. Pharm.*, 74, 1850, p. 71.
(6) E. TIEDE et H. TOMASCHEK, *Zeitsche-für Elektrochemie.* 29, 1923, p. 304.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse du squalène* ^{14}C-11-14. Note (*) de MM. ROBERT ETIENNE WOLFF et LOUIS PICHAT, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs décrivent la synthèse au départ de $^{14}CO_3Ba$ du squalène ^{14}C-11-14 biologiquement actif.

Le squalène (VII) est une étape importante de la biosynthèse du cholestérol [1] et probablement de celle des triterpènes cycliques [2]. Deux méthodes récemment publiées [3], [4] permettent de synthétiser par voie chimique l'isomère « tout-trans » du squalène, identique au produit naturel, et seul capable de prendre part aux processus biosynthétiques en question; ceux-ci ont déjà été étudiés au moyen de squalène marqué par ^{14}C, obtenu par voie biochimique avec un faible rendement et une faible activité spécifique.

$CH_3O(CH_2)_2CH_2Cl \xrightarrow[2)\ *CO_2]{1)\ Mg} CH_3O(CH_2)_3\overset{*}{C}OOH \xrightarrow{LiAlH_4} CH_3O(CH_2)_3\overset{*}{C}H_2OH$

II — III

III $\xrightarrow{HBr}$ $Br\overset{*}{C}H_2(CH_2)_2\overset{*}{C}H_2Br$ (IV)

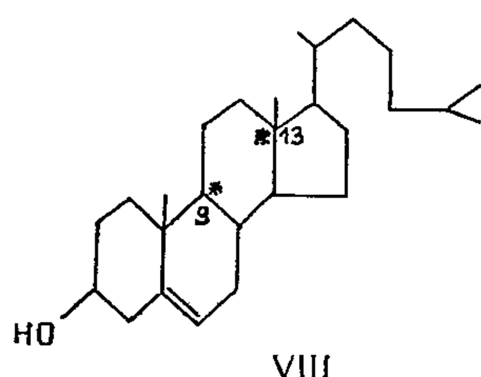
$Br^{\ominus}\left[(C_6H_5)_3P\overset{*}{C}H_2(CH_2)_2\overset{*}{C}H_2P(C_6H_5)_3\right]^{\oplus\oplus}Br^{\ominus} \xleftarrow{(C_6H_5)_3P} Br\overset{*}{C}H_2(CH_2)_2\overset{*}{C}H_2Br$

V — IV

V $\xrightarrow{(CH_3)_3COK}$

$(C_6H_5)_3P=\overset{*}{C}H(CH_2)_2\overset{*}{C}H=P(C_6H_5)_3$ + 2 [cétone] $\xrightarrow{-(C_6H_5)_3PO}$ [VII, positions 11 et 14 marquées] ⟶

VI — VII



VIII

Le marquage du squalène, par voie chimique ne doit pas avoir lieu sur les atomes de carbone qui risquent d'être éliminés lors du passage squalène → cholestérol (VII → VIII) : cela exclut les groupements méthyle entourés d'un cercle dans la formule (VII) [5].

La synthèse que nous avons effectuée a consisté à préparer le dibromo-1.4 butane (^{14}C-1) (IV), puis à adapter la synthèse du squalène, décrite par Mondon [4], aux conditions particulières de la synthèse de molécules marquées. Elle doit fournir le squalène marqué, en raison de la symétrie, dans les deux positions 11 et 14 (formule VII), qui doit être le précurseur du cholestérol marqué en 9 et 13 (formule VIII).

Le méthoxy-3 propanol-1 obtenu à partir de propane diol-1.3 ([6]) est transformé en méthoxy-3 chloro-1 propane ([1]), ([7]). Le magnésien obtenu à partir de cet halogénure est alors carbonaté par du $^{14}CO_2$ selon la technique habituelle ([8]). L'acide méthoxy-3 butyrique (^{14}C-1) ([11]) ainsi obtenu est réduit par Li Al H_4, et l'alcool (III) provenant de cette réaction est traité par le gaz bromhydrique ([9]). On obtient ainsi le dibromo-1.4 butane (^{14}C-1) (IV) avec un rendement de 86 % (calculé par rapport au $^{14}CO_2$ de départ). Le passage au sel de phosphonium (V) a été effectué en une seule étape ([10]) par chauffage en tube scellé du dibromobutane avec un excès (10 %) de triphénylphosphine pendant 16 h à 130°, puis pendant 2 h à 250°. Le rendement en sel de phosphonium (V) (F 296-299°) est de 91 % à partir de (IV). Pour passer au phosphorylène (VI), une suspension de (V) dans le *t*-butanol anhydre est traitée à 25°, sous azote, par la quantité calculée de *t*-butylate de potassium; après 24 h d'agitation, on ajoute de la géranylacétone trans ([3]), ([11]) (10 % d'excès) et on laisse réagir pendant 5 jours à 25°. Après lavage à l'eau, l'extraction par l'éther de pétrole suivie d'une chromatographie sur alumine neutralisée permet d'isoler le mélange des isomères cis et trans du squalène avec un rendement de 50 % (par rapport à V) ([12]). L'isomère « tout trans » du squalène ^{14}C-11-14 d'activité spécifique 3,7 mC/mM a été isolé de ce mélange par l'intermédiaire du clathrate avec la thiourée selon la technique ([3]) suivie d'une nouvelle chromatographie sur alumine. Le squalène ainsi obtenu s'est montré identique au produit naturel comme l'ont montré des expériences biologiques ([13]).

(*) Séance du 10 mars 1958.

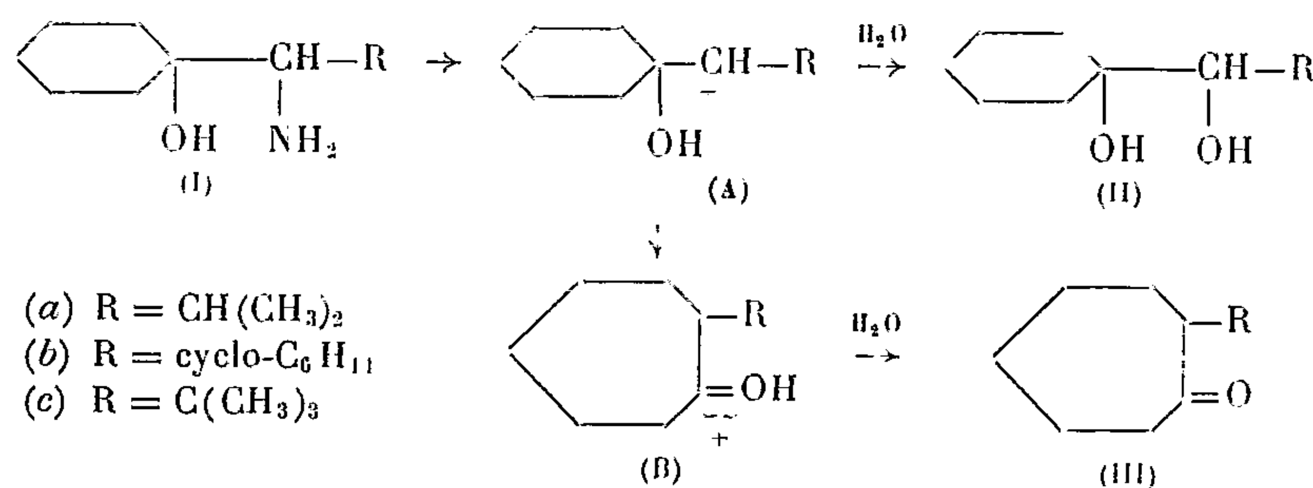
([1]) R. G. LANGDON et K. BLOCH, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 1869.
([2]) A. ESCHENMOSER, L. RUZICKA, O. JEGER, et D. ARIGONI, *Helv. Chim. Acta*, 38, 1955, p. 1890.
([3]) O. ISLER, R. RUEGG, L. CHOPARD-DIT-JEAN, H. WAGNER et K. BERNHARD, *Helv. Chim, Acta*, 39, 1956, p. 897.
([4]) S. TRIPETT, *Chem. Ind.*, 1956, p. 80; D. W. DICKER et M. C. WHITING, *Chem. Ind.*, 1956, p. 351; A. MONDON, *Annalen*, 603, 1957, p. 115.
([5]) K. BLOCH dans D. E. GREEN, *Currents in biochemical Research*, 1956, p. 474.
([6]) R. PUMMERER et M. SCHÖNAMSGRUBER, *Ber.*, 27 B, 1939, p. 1834.
([7]) R. L. LETSINGER et A. W. SCHNIZER, *J. org. Chem.*, 16, 1951, p. 704.
([8]) C. BARET et L. PICHAT, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1951, p. 580.
([9]) L. PICHAT, C. BARET et M. AUDINOT, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1956, p. 155.
([10]) Mondon ([4]) fixe tout d'abord une, puis une seconde molécule de tryphénylphosphine.
([11]) Fournie par le Professeur O. Isler.
([12]) Le spectre infrarouge, les résultats de l'analyse élémentaire et de la microhydrogénation effectués sur le produit d'une synthèse semblable, non radioactif sont satisfaisants.
([13]) R. WOLFF (sous presse).

(*Department of Chemistry Wayne State University Detroit 2, Mich., U. S. A.
et Section des Molécules Marquées C. E. N. Saclay B. P. nº 2, Gif-sur-Yvette, Seine-et-Oise.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude de la stabilité des ions carbonium en fonction de leur structure. Désamination nitreuse des α-aminoalcools cyclaniques comportant un radical ramifié.* Note de M[mes] **Irène Elphimoff-Felkin** et **Yvonne Gault**, présentée par M. Marcel Delépine.

La désamination nitreuse des α-aminoalcools cyclohexaniques (I) comportant un radical ramifié (isopropyle, cyclohexyle, tertiobutyle), conduit aux cycloheptanones α-substituées (III) avec extension de cycle. La réaction conduit également aux α-glycols (II) de même structure carbonée que l'aminoalcool initial et aux β-glycols (IV) résultant de la migration d'un des radicaux du substituant ramifié.

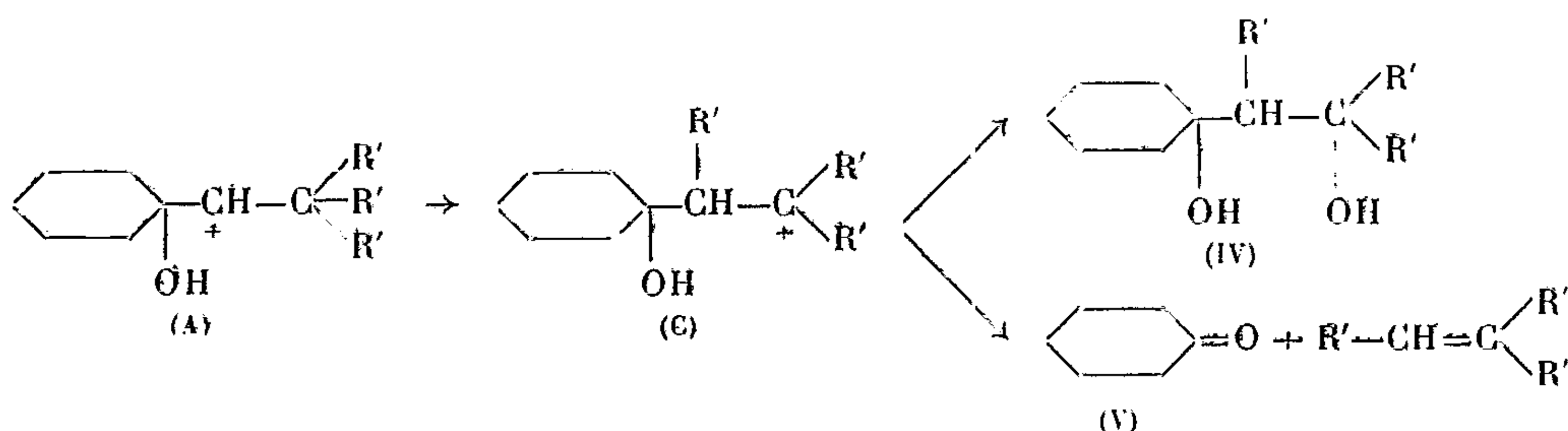
Une série d'études antérieures avait montré que la désamination nitreuse des α-aminoalcools cyclohexaniques à fonction amine juxtacyclique (I) met en jeu deux réactions compétitives dont l'une conduit à une cétone (III) résultant d'une extension de cycle, l'autre à un α-glycol (II) (ou à un dérivé de celui-ci) sans changement de structure carbonée. Le résultat de la désamination dépend en particulier de la nature des substituants fixés sur l'atome de carbone porteur de la fonction amine [1]. C'est ainsi que la désamination nitreuse en milieu hydroacétique des aminoalcools de type (I) lorsque R est un radical aromatique a lieu sans changement de structure carbonée [1]; les seuls produits de la réaction sont des α-glycols de type (II). Par contre, lorsque R est un radical alcoyle (méthyle ou éthyle), la formation de cétone de type (III) est prédominante, les glycols (II) ou leurs dérivés n'étant alors que des produits secondaires de la réaction [1].



Ces résultats sont en accord avec le mécanisme généralement admis pour la désamination des composés du type (I). Ce mécanisme comporte la formation intermédiaire d'un ion carbonium (A) qui peut, soit réagir avec le milieu réactionnel et se transformer en glycol (II), soit s'isomériser en ion (B) avec extension de cycle et conduire à une cétone (III). La proportion de glycol et de cétone formés dépend, entre autres, de la stabilité relative des ions (A) et (B).

Nous nous sommes proposé d'étudier l'influence exercée par des radicaux aliphatiques ramifiés sur le résultat de la désamination des α-aminoalcools cyclaniques. Dans ce but nous avons synthétisé puis désaminé trois aminoalcools de formule générale (I) dans lesquels le radical ramifié est l'isopropyle (I *a*), le cyclohexyle (I *b*) ou le tertiobutyle (I *c*). Dans les trois cas étudiés nous avons constaté une extension de cycle avec formation d'alcoyl-2 cycloheptanones (III). Le rendement en cétone est d'environ 50 % pour (III *a*), il est de 30 à 40 % dans les deux autres cas.

Parmi les autres produits de désamination, nous avons constaté, dans le cas des aminoalcools (I *a*) et (I *b*), la présence, à côté de l'α-glycol attendu, de glycol isomère; dans le cas du composé (I *c*), nous n'avons pas isolé de glycol mais nous avons constaté la formation d'une quantité notable de cyclohexanone. Tous ces résultats peuvent être expliqués en admettant que les ions carbonium de type (A), comportant en α un radical ramifié, peuvent se transformer non seulement en ions de type (B) avec migration d'un chaînon du cycle carboné, mais également en ions du type (C) avec migration d'un des radicaux du substituant ramifié :



L'ion (C) peut ensuite réagir avec le milieu réactionnel et se transformer en β-glycol (IV) : ce sont vraisemblablement des β-glycols (IV *a* et *b*) que nous avons isolés à côté des α-glycols (II *a* et *b*). D'autre part, les résultats obtenus par différents auteurs ([2]) montrent que les ions du type (C) formés lors de la désamination de β-aminoalcools peuvent dans certains cas se stabiliser avec perte d'un proton et coupure d'une liaison carbone-carbone : il se forme alors un mélange de cétone et de carbure éthylénique. L'obtention de cyclohexanone (V) par désamination du composé (I *c*) témoigne de la formation intermédiaire d'un ion du type (C).

En conclusion, les résultats de cette étude montrent que les radicaux ramifiés n'exercent pas une influence particulièrement stabilisante sur l'ion (A) formé au cours de la désamination. Cependant, la présence du radical ramifié n'est pas favorable non plus à la réaction d'extension de cycle, du fait qu'elle met en jeu une seconde transposition compétitive conduisant à la formation intermédiaire d'un ion du type (C). A notre

connaissance, des transpositions de ce dernier type n'avaient pas encore été observées lors de la désamination des α-aminoalcools.

Partie expérimentale. — Les α-aminoalcools sont préparés suivant ([3]). Il est nécessaire de transformer les iminoacétals intermédiaires en iminoalcools pour pouvoir réduire la fonction imine.

Isopropyl (hydroxy-1 cyclohexyl) aminométhane. $É_{0,9}$ 84-86°. Acétate F_{inst} 160° (décomposition). $C_{12}H_{25}O_3N$; P. M. calculé 231; trouvé 231 ($HClO_4$). *Cyclohexyl (hydroxy-1 cyclohexyl) aminométhane.* $É_{1,5}$ 147-148°. $C_{13}H_{25}ON$; P. M. calculé 211; trouvé 218 (ClO_4H). Chlorhydrate F 230°, $C_{13}H_{26}ONCl$; Cl %, calculé 14,35; trouvé 14,9. *Tertiobutyl (hydroxy-1 cyclohexyl) aminométhane.* $É_{0,1}$ 74-76°. $C_{11}H_{23}ON$; P. M. calculé 185; trouvé 184 ($HClO_4$). Chlorhydrate F 182°, $C_{11}H_{24}ONCl$, Cl %, calculé 16,0; trouvé 15,8.

La désamination nitreuse ([4]) de ces aminoalcools fournit respectivement les composés suivants :

Isopropyl-2 cycloheptanone. $É_{22}$ 108-112°. Semicarbazone F 175-176° ([5]), $C_{11}H_{21}ON_3$, N %, calculé 19,89; trouvé 19,84. *L'α-glycol* (II *a*) est identique au produit de synthèse obtenu par réduction du cétol correspondant au moyen de $LiAlH_4$. F 48°. *Le β-glycol* (IV *a*) isolé est vraisemblablement l' (hydroxy-1′ cyclohexyl)-3 butanol-2 (test à l'iodoforme positif). F 82°. $C_{10}H_{20}O_2$, H mobiles % (Zéréwitinoff), calculé 1,17; trouvé 1,17.

Cyclohexyl-2 cycloheptanone. $É_{0,05}$ 77-81°. n_D^{25} 1,4925. Semicarbazone F 184-184°,5, $C_{14}H_{25}ON_3$, N %, calculé 16,72; trouvé 16,88. *L'α-glycol* (II*b*) a été identifié de la même manière que (II *a*) F 91-92°. Il est accompagné d'un glycol de même poids moléculaire (2 H mobiles) de structure non identifiée.

Tertiobutyl-2 cycloheptanone. $É_{15}$ 90-100°. Elle contient une impureté non cétonique ([6]) qui n'a pas été identifiée mais qui a pu être séparée par chromatographie en phase gazeuse. n_D^{25} 1,4622; dinitrophénylhydrazone F 132°,5-133°, $C_{17}H_{24}O_4N_4$, N %, calculé 16,09; trouvé 16,16.

(1) I. Elphimoff-Felkin et B. Tchoubar, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 1314; 233, 1951, p. 964; 237, 1953, p. 726.

(2) J. English et A. D. Bliss, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 4057.

(3) I. Elphimoff-Felkin, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 784.

(4) B. Tchoubar, *Bull. Soc. Chim.*, 1949, p. 164.

(5) J. W. Cook, R. A. Raphael et A. I. Scott, *J. Chem. Soc.*, 1951, p. 695.

(6) M. Guy et Mme Houelle ont bien voulu effectuer pour nous les spectres infrarouges.

(*C. N. R. S., Faculté de Médecine,*
25, *boulevard Saint-Jacques, Paris,* 14e.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la séparation et la structure de l'alantolactone et de l'isoalantolactone* [1]. Note de Mmes **Cécile Asselineau** et **Sonia Bory**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Nous attribuons les formules (XI) et (XII) à l'alantolactone et à l'isoalantolactone, qui ont été séparées par relactonisation fractionnée.

Depuis 1931, à la suite des travaux de Hansen [2], [3], [4] et de Ruzicka et ses collaborateurs [5], [6], les formules (I), (II) et (III) étaient attribuées respectivement à l'alantolactone, l'isoalantolactone et la dihydroisoalantolactone.

Cependant, étant donné les difficultés de séparation des trois lactones, et plus particulièrement de l'alantolactone et de l'isoalantolactone, que Ruzicka et ses collaborateurs n'ont pu isoler qu'après plusieurs centaines de recristallisations, certaines des dégradations qui avaient conduit à admettre ces formules furent effectuées sur des mélanges [5].

Récemment, Tsuda, Tanabe, Iwai et Funakoshi [7] ont montré indubitablement que la tétrahydroalantolactone, obtenue par hydrogénation catalytique de l'une quelconque des trois lactones, a pour formule (V), et non pas (IV).

Ukita, Matsuda et Nakazawa [8] ont préparé, par réduction par l'amalgame d'aluminium d'un mélange d'alantolactone et d'isoalantolactone, les dihydrolactones facilement séparables par recristallisation fractionnée.

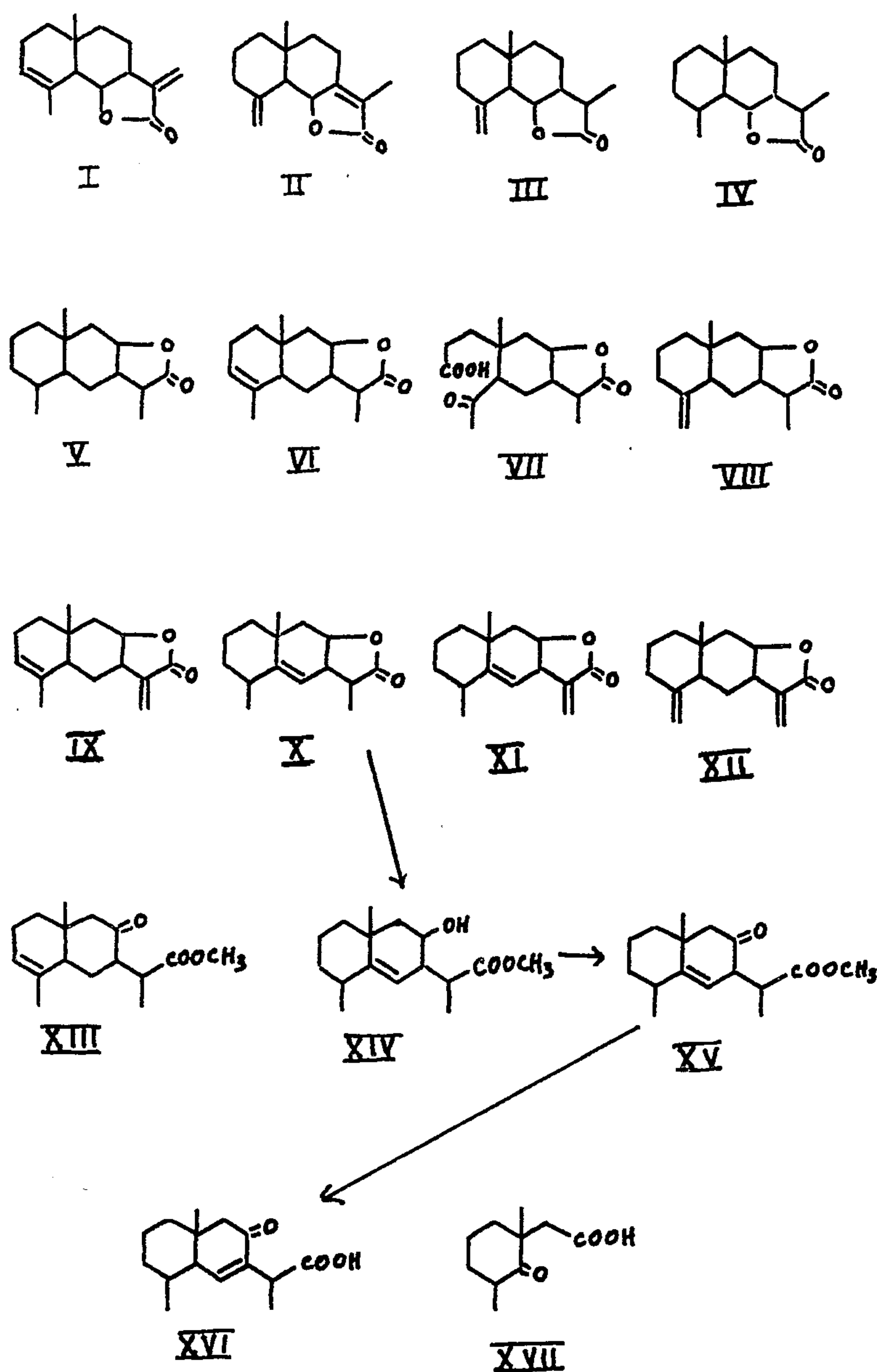
La formule (VI) a été attribuée à la dihydroalantolactone [7], dont l'ozonisation suivie d'oxydation permanganique fournit un céto-acide lactone $C_{15}H_{22}O_5$ qui aurait pour formule (VII). Sur la base des résultats des mêmes auteurs, et de ceux de travaux plus anciens [5], la formule (VIII) est maintenant démontrée pour la dihydroisoalantolactone. La formule (IX) a été proposée pour l'alantolactone [7], l'emplacement de la double liaison conjuguée avec le carbonyle restant encore indéterminé dans l'isoalantolactone.

Cependant, si les formules (VI) et (VIII) représentent la dihydroalantolactone et la dihydroisoalantolactone, l'action de ClH anhydre sur chacune de ces lactones devrait conduire au même dérivé chloré : Hansen a montré qu'il n'en est pas ainsi [4].

Nous décrivons ici une méthode de séparation de l'alantolactone et de l'isoalantolactone, ainsi que quelques résultats qui nous conduisent à proposer les formules (X), (XI) et (XII) pour la dihydroalantolactone, l'alantolactone et l'isoalantolactone respectivement.

Nous avons séparé les deux lactones grâce aux différences de vitesse de lactonisation des hydroxyacides correspondants. L'acide isoalantolique,

en solution éthéroalcoolique, est relativement stable à froid, tandis que dans les mêmes conditions l'acide alantolique est entièrement transformé en lactone après quelques jours. En opérant ainsi, par relactonisation



fractionnée suivie de recristallisation dans l'alcool, on sépare une « fraction de tête », qui est l'alantolactone, F 78-79°, $[\alpha]_D + 175°$ ($CHCl_3$), et une « fraction de queue », qui est l'isoalantolactone, F 111-113°, $[\alpha]_D + 172°$ ($CHCl_3$).

Nous avons préparé la dihydroalantolactone par hydrogénation catalytique de l'alantolactone : l'emploi de nickel Raney dans l'alcool permet une hydrogénation sélective de la double liaison conjuguée avec le carbonyle, qui est seule saturée lorsqu'on opère à froid et à la pression atmosphérique.

Ukita et Nakazawa (8) ont décrit un cétoester obtenu par oxydation chromique ménagée de l'ester dihydroalantolique, auquel ils attribuent la formule (XIII). Nous avons préparé ce même cétoester, dont le spectre ultraviolet ne présente aucun maximum entre 210 et 300 mμ. Nous lui attribuons la formule (XV) parce qu'il fournit par saponification par la potasse 2N un cétoacide dont le spectre ultraviolet est compatible avec la formule (XVI) (λ_{max} 240 mμ, $\varepsilon = 6\,000$) (11); le cétoester correspondant, obtenu par action de diazométhane, et purifié par chromatographie, est une huile [$C_{16}H_{24}O_3$ P. M. 264, calculé %, C 72,69; H 9,15; OCH_3 11,74; trouvé %, P. M. (Rast) 232, C 72,90; H 9,18; OCH_3 12,76]. L'isomérisation classique, en milieu alcalin, d'une cétone $\beta.\gamma$-insaturée en cétone $\alpha.\beta$-insaturée explique l'obtention du cétoacide (XVI) et conduit à la formule (XIV) pour l'ester dihydroalantolique, et à la formule (X) pour la dihydroalantolactone.

D'autre part, dans le dosage des doubles liaisons terminales selon Lemieux et Rudloff (10), l'alantolactone, l'isoalantolactone, la dihydroisoalantolactone et la dihydroalantolactone ont fourni respectivement les chiffres suivants : 0,7, 1,8, 0,8 et 0,1. Ceci permet d'attribuer la formule (XI) à l'alantolactone et la formule (XII) à l'isoalantolactone.

L'alantolactone et l'isoalantolactone absorbent dans l'ultraviolet à la même longueur d'onde, avec la même intensité (λ_{max} 212 mμ, $\varepsilon = 9\,500$) (11), ce qui confirme la similitude des chromophores dans ces ces deux produits.

Notons encore que Ruzicka et Van Melsen (5) avaient isolé, après ozonisation suivie d'oxydation permanganique du mélange des deux lactones, un cétoacide $C_{10}H_{16}O_3$, de formule indéterminée : la formation au cours d'une telle réaction du cétoacide (XVII) à partir de l'alantolactone (XI) semble très plausible.

(1) 29e Communication sur des substances terpéniques; 28e Comm. : C. Asselineau et J. Asselineau, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 1359.

(2) K. F. W. Hansen, *Ber.*, 64, 1931, p. 67.

(3) K. F. W. Hansen, *Ber.*, 64, 1931, p. 943.

(4) K. F. W. Hansen, *Ber.*, 64, 1931, p. 1904.

(5) L. Ruzicka et J. A. Van Melsen, *Helv. Chim. Acta*, 14, 1931, p. 397.

(6) L. Ruzicka, P. Pieth, T. Reichstein et L. Ehmann, *Helv. Chim. Acta*, 16, 1931, p. 268.

(7) K. Tsuda, K. Tanabe, I. Iwai et K. Funakoshi, *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 5721.

(8) T. Ukita, R. Matsuda et S. Nakazawa, *J. Pharm. Soc. Japan*, 72, 1952, p. 796.

(9) T. UKITA et S. NAKAZAWA, *Pharm. Bull.* (Japon), 2, 1954, p. 299.
(10) R. U. LEMIEUX et E. VON RUDLOFF, *Canad. J. Chem.*, 33, 1955, p. 1710 et 1714.
(11) Tous les spectres ultraviolets ont été mesurés dans l'alcool éthylique.

(*Institut de Biologie physico-chimique, Paris*, 5e.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur l'acide chlorotétrolique* (1).

Note (*) de M. **MARTIN OLOMUCKI**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'oxydation chromique du chloro-4 butyne-2 ol-1 a donné comme produit principal le chlorobutyne-2 oïque. Les esters méthylique et éthylique de cet acide, ainsi que l'iodotétrolate d'éthyle ont également été préparés.
L'hydrogénation catalytique de ces composés s'accompagne d'une scission au niveau du chlore.

Les acides halogénotétroliques n'ont, à notre connaissance, pas encore été signalés dans la littérature. Parmi les esters correspondants, seul le bromotétrolate de méthyle a été préparé par Jones et ses collaborateurs, par bromuration de l'hydroxytétrolate de méthyle, lui-même obtenu, par une suite de réactions, à partir de l'alcool propargylique (2).

Par analogie avec les acides γ-halogénocrotoniques et les esters correspondants, les acides et esters halogénotétroliques doivent présenter un grand intérêt du point de vue synthétique. En effet, Jones a pu montrer que le bromotétrolate de méthyle, tout comme le bromocrotonate, se prête à la réaction de Reformatsky (2).

Il était donc intéressant de chercher une méthode simple de préparation des acides halogénotétroliques.

Nous nous sommes demandé si, par oxydation de la monochlorhydrine du butyne diol, $ClCH_2C{\equiv}CCH_2OH$, composé à l'heure actuelle facilement abordable, on ne peut pas aboutir directement à l'acide chlorotétrolique.

Au cours des dernières années l'oxydation des alcools acétyléniques a fait l'objet de nombreux travaux. En employant comme réactif le mélange sulfochromique, Heilbron et coll. (3), ainsi que d'autres auteurs (4), (5), (6) ont obtenu plusieurs acides acétyléniques. Dupont, Dulou et Lefebvre (7) sont arrivés récemment à transformer, de façon analogue, l'acétoxy-4 butyne-2 ol-1 en acétoxybutyne-2 oïque.

Nous avons donc soumis le chloro-4 butyne-2 ol-1 en solution acétonique à l'action du mélange sulfochromique. Nous avons pu obtenir ainsi comme produit principal, avec un rendement de 40 %, le chloro butyne-2 oïque, $ClCH_2C{\equiv}C.COOH$ (I).

C'est une huile incolore, $\text{É}_{0,2}$ 97°; n_D^{17} 1,5050, qui se solidifie à la température ordinaire (F vers 20°).

La teneur en acide, calculée en acide chlorotétrolique, est de 99,7 % (phénolphtaléine). Pour $C_4H_3O_2Cl$, calculé %, C 40,53; H 2,55; Cl 29,91; trouvé %, C 40,64; H 2,63; Cl 29,80.

La constitution de ce produit a également été confirmée par son spectre infrarouge.

Le mode opératoire adopté est le suivant :

812 ml d'une solution sulfochromique (préparée à partir de 162,5 g d'anhydride chromique et de 260 g d'acide sulfurique concentré) sont ajoutés, goutte à goutte, en 2 h et sous agitation à une solution de 132 g (1,26 mol) de chloro-4 butyne-2 ol-1 dissous dans 800 ml d'acétone, la température étant maintenue inférieure à 20°. On laisse encore en contact sous agitation pendant quelques heures à la température ordinaire. Ensuite, après avoir évaporé l'acétone, on extrait plusieurs fois à l'éther et sépare le produit acide des produits neutres par le bicarbonate de soude.

Notons, dès maintenant, que l'acide chlorotétrolique n'est pas le seul produit résultant de l'oxydation. La fraction neutre, dont l'étude n'est pas encore terminée, d'après son comportement (odeur piquante, réduction du nitrate d'argent ammoniacal, dosage par le chlorhydrate d'hydroxylamine) contiendrait de l'aldéhyde chlorotétrolique $ClCH_2C{\equiv}C.CHO$.

En faisant agir l'acide chloro butyne-2 oïque sur un alcool en présence d'acide sulfurique on obtient les esters correspondants avec un rendement satisfaisant. Ainsi nous avons préparé les deux esters suivants, qui sont, à notre connaissance, également des produits nouveaux :

(II) le chloro butyne-2 oate de méthyle, $ClCH_2C{\equiv}C.COOCH_3$, $\acute{E}_{11}$ 75°,5; n_D^{15} 1,4700. Pour $C_5H_5O_2Cl$, calculé %, C 45,30; H 3, 80; Cl 26,75; trouvé %, C 45,55; H 4,04; Cl 27,07.

(III) le chloro butyne-2 oate d'éthyle, $ClCH_2C{\equiv}C.COOC_2H_5$, $\acute{E}_5$ 86°; n_D^{17} 1,4690. Pour $C_6H_7O_2Cl$, calculé %, Cl 24,19; trouvé %, 23,97.

Par action de l'iodure de sodium dans l'acétone sur le chlorotétrolate d'éthyle, nous avons transformé ce dernier en ester iodé correspondant :

(IV) $ICH_2C{\equiv}C.COOC_2H_5$, $\acute{E}_{0,05}$ 68-69°; n_D^{18} 1,5590. Pour $C_6H_7O_2I$, calculé %, C 30,27; H 2,96; I 53,32; trouvé %, C 30,62; H 2,93; I 53,20.

D'après les essais effectués jusqu'à présent, l'hydrogénation en présence de palladium sur alumine, à la température et pression ordinaires, de l'acide chlorotétrolique, de son sel de sodium, ainsi que de son ester éthylique est accompagnée d'une hydrogénolyse entre le chlore et le carbone.

En effet, la quantité d'hydrogène absorbée par ces produits dépasse largement les deux molécules prévues. D'autre part, l'hydrogénation est accompagnée d'une libération d'acidité et d'apparition simultanée, en quantité équivalente, de chlore ionique.

Dans le cas de l'acide γ-chlorocrotonique une telle hydrogénolyse avait déjà été observée ([8]).

Nous poursuivons l'étude sur l'oxydation du chlorobutynol, et des autres alcools halogénés non saturés, et nous examinons en même temps les possibilités d'emploi de l'acide chlorotétrolique et de ses esters pour diverses synthèses. Notons, dès maintenant, que le chlorobutyne-2 oïque s'est montré une matière première intéressante pour la préparation de l'acide aminobutynoïque et de ses dérivés.

(*) Séance du 10 mars 1958.

([1]) Document retiré du pli cacheté n° 13.653 déposé le 25 mars 1957 ouvert à la demande de l'auteur le 3 mars 1958.

([2]) H. B. Henbest, E. R. H. Jones et I. M. S. Walls, *J. Chem. Soc.*, 1950, p. 3545.

([3]) I. Heilbron, E. R. H. Jones et F. Sondheimer, *J. Chem. Soc.*, 1949, p. 604.

([4]) M. Dohnal et M. Hudlicky, *Chem. Listy*, 46, 1951, p. 452.

([5]) H. Kleinfeller, *Angew. Chem.*, 64, 1952, p. 595.

([6]) V. Wolf, *Chem. Ber.*, 86, 1953, p. 735.

([7]) G. Dupont, R. Dulou et G. Lefebvre, *Bull. Soc. Chim. France*, 1954, p. 815.

([8]) G. Braun, *J. Amer. Chem. Soc.*, 52, 1930, p. 3167.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Esters phosphoriques du 2-chloroéthanol. Alcoylphosphates acides de 2-chloroéthanol.* Note (*) de MM. **Jean-Pierre Vives** et **Ferdinand Mathis**, transmise par M. Max Mousseron.

Le dichlorure de (2-chloroéthyl) phosphoryle réagit sur les alcools aliphatiques pour donner des chlorures d'alcoyl-(2-chloroéthyl) phosphoryle, hydrolysables en acides alcoylchloroéthylphosphoriques. Le chlorure d'éthyl-(2-chloroéthyl) phosphoryle réagit sur la phénylhydrazine et sur le butanethiolate de sodium.

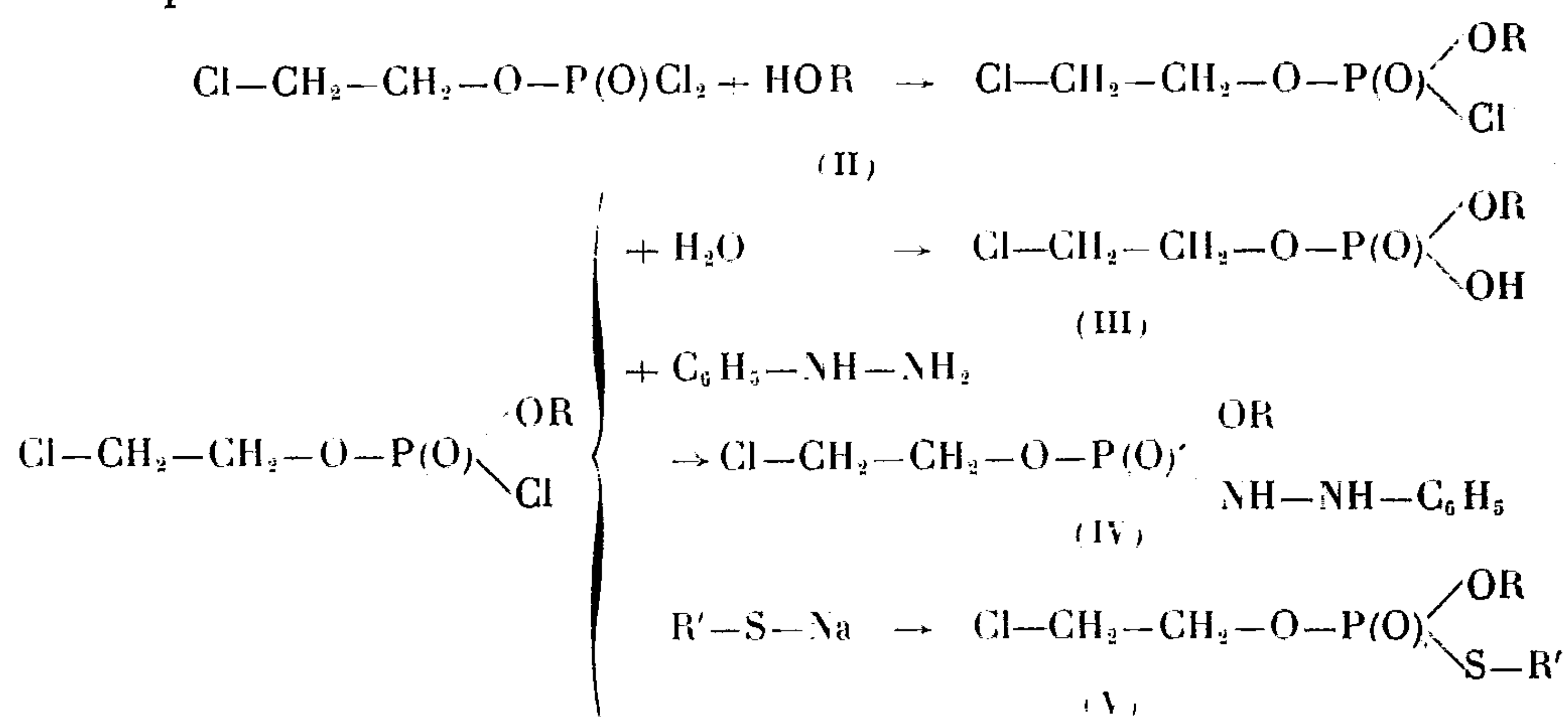
Christensen ([1]) paraît avoir été le premier à utiliser un alcoylphosphate de 2-chloroéthanol (III, R = cétyl) comme intermédiaire pour la synthèse d'analogues artificiels de la lécithine. Dans une intention analogue, nous avons préparé une série de phosphates mixtes d'alcoyle et de chloroéthyle.

Les chlorures correspondants (II) se forment par action du dichlorure de (2-chloroéthyl) phosphoryle (I) sur les alcools. Par action de la quantité calculée d'eau, ils donnent les esters acides (III)

Dichlorure de chloroéthylphosphoryle. — Nous avons utilisé la méthode de Renshaw et Hopkins ([2]); action de l'oxychlorure de phosphore (1 mole) sur la chlorhydrine du glycol (1 mole) dans le tétrachlorure de carbone. Le rendement est augmenté (65 % au lieu de 40 %) si l'on opère à température relativement basse et si l'on entraîne ensuite l'acide chlorhydrique par un courant d'anhydride carbonique, d'abord à froid, puis au bain-marie.

Chlorures de (2-chloroéthyl) phosphoryle (II). — On fait réagir 1 mole de chlorure de (2-chloroéthyl)-phosphoryle (I) sur 1 mole d'alcool, en ayant

soin de refroidir le mélange réactionnel. L'acide chlorhydrique est éliminé comme précédemment.



Le monochlorure formé est extrait du mélange par distillation sous une pression de l'ordre du dixième de millimètre de mercure; ces composés bouillent alors vers 80 à 120°; à température plus élevée, ils se décomposent.

Si le mélange réactionnel n'est pas distillé peu après la fin de la réaction, il se résinifie peu à peu et l'on ne peut plus en retirer le produit cherché.

Phosphates de chloroéthyle et d'alcoyle (III). — Nous avons obtenu ces composés en ajoutant aux chlorures correspondants la quantité stoechiométrique d'eau, à froid. L'acide chlorhydrique est éliminé sous vide. Il reste des sirops incolores, indistillables, donnant cependant des dosages satisfaisant de phosphore et de chlore; ils peuvent être dosés potentiométriquement par la soude (pK voisin de 2); par action sur le carbonate de baryum, on obtient des sels qu'on peut purifier par dissolution dans l'eau et reprécipitation par l'alcool.

Le dérivé cétylique (III, $R = C_{16}H_{33}$) a été préparé par la méthode de Christensen, dans laquelle le chlorure d'acide intermédiaire n'est pas isolé.

Les caractéristiques des composés obtenus sont indiquées ci-après. Les points d'ébullition sont mesurés sous une pression de l'ordre de 0,1 mm Hg.

Chlorure de méthyl (chloroéthyl) phosphorylc (II, $R = CH_3$). É 83°. — Analyse : $C_3H_7O_3PCl_2$, calculé %, Cl 36,74; P 16,05; trouvé %, Cl 36,8; P 15,85.

Phosphate de méthyle et de chloroéthyle (III, $R = CH_3$). — Analyse : $C_3H_8O_4PCl$, calculé %, Cl 20,31; P 17,75; trouvé %, Cl 20,1; P 17,6.

Sel de baryum. — Analyse : $C_6H_{14}O_8P_2Cl_2Ba$, calculé %, Cl 14,43; P 12,78; Ba 28,75; trouvé %, Cl 14,41; P 12,6; Ba 28,4.

Chlorure d'éthyl (chloroéthyl) phosphoryle (II, $R = C_2H_5$). É 87°. — Analyse : $C_4H_9O_3PCl_2$, calculé %, Cl 34,15; P 14,96; trouvé %, C 34,2; P 14,7.

Phosphate d'éthyle et de chloroéthyle (III, $R = C_2H_5$). — Analyse : $C_4H_{10}O_4PCl$, calculé %, Cl 18,8; P 16,37; trouvé %, Cl 18,71; P 16,2.

Sel de baryum. — Analyse : $C_8H_{18}O_8P_2Cl_2Ba$, calculé %, Cl 13,83; P 12,09; Ba 26,8; trouvé %, Cl 13,86; P 11,98; Ba 26,75.

Chlorure de propyl (chloroéthyl) phosphoryle (II, $R = C_3H_7$). É 94°. — Analyse : $C_5H_{11}O_3PCl_2$, calculé %, Cl 32,08; P 14,01; trouvé %, Cl 32,12; P 13,9.

Phosphate de propyle et de chloroéthyle (III, $R = C_3H_7$). — Analyse : $C_5H_{12}O_4PCl$, calculé %, Cl 17,5; P 14,79; trouvé %, Cl 17,6; P 14,7.

Sel de baryum. — Analyse : $C_{10}H_{22}O_4P_2Cl_2Ba$, calculé %, Cl 13,09; P 11,42; Ba 25,31; trouvé %, Cl 13,1; P 11,75; Ba 25,27.

Chlorure d'amyl (chloroéthyl) phosphoryle (II, $R = C_5H_{11}$). É 104°. — Analyse : $C_7H_{15}O_3PCl_2$, calculé %, Cl 28,39; P 12,43; trouvé %, Cl 28,45; P 12,2.

Phosphate d'amyle et de chloroéthyle (III, $R = C_5H_{11}$). — Analyse : $C_7H_{16}O_4PCl$, calculé %, Cl 15,39; P 13,44; trouvé %, Cl 15,45; P 13,35.

Chlorure d'heptyl (chloroéthyl) phosphoryle (II, $R = C_7H_{15}$). É 116°. — Analyse : $C_9H_{19}O_3PCl_2$, calculé %, Cl 25,58; P 11,17; trouvé %, Cl 25,5; P 11,05.

Phosphate d'heptyle et de chloroéthyle (III, $R = C_7H_{15}$). — Analyse : $C_9H_{20}O_4PCl$, calculé %, Cl 12,01; P 12,22; trouvé %, Cl 12,1; P 12,18.

Phosphate de cétyle et de chloroéthyle (III, $R = C_{16}H_{33}$). — Analyse : $C_{18}H_{38}O_4PCl$, calculé %, Cl 7,87; P 7,66; trouvé %, Cl 7,55; P 7,61.

Hydrazide éthyl (chloroéthyl) phosphorique (IV, $R = C_2H_5$).

En solution éthérée, le chlorure d'éthyl (chloroéthyl)-phosphoryle (1 mole) réagit sur la phénylhydrazine (2 moles) à froid. Après filtration du chlorhydrate de phénylhydrazine, la solution laisse déposer par évaporation des cristaux d'hydrazide (F 76°).

Analyse : $C_{10}H_{16}O_3N_2PCl$, calculé %, Cl 14,08; P 11,11; trouvé %, Cl 13,1; P 11,05.

Ester S-butyl, o—(chloroéthyl) thiophosphorique. (V, $R = C_2H_5$, $R' = C_4H_9$). — La solution éthérée du chlorure d'éthyl (chloroéthyl)-phosphoryle réagit sur le sel de sodium du butanethiol. Après filtration du chlorure de sodium, on évapore l'éther et on distille le résidu. (É 110°) sous quelques dixièmes de millimètre de mercure).

Analyse : $C_8H_{18}O_3SPCl$, calculé %, Cl 13, 59; P 11,88; S 11,68; trouvé %, Cl 13,6; P 11,78; S 12,3.

Nous étudions actuellement l'action des bases azotées sur les phosphates acides d'alcoyle et de chloroéthyle.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) H. N. CHRISTENSEN, *J. Biol. Chem.*, 13, 1940, p. 399.

(2) R. R. RENSHAW et C. Y. HOPKINS, *J. Amer. Chem. Soc.*, 51, 1929, p. 953-954.

(*C. N. R. S., Faculté des Sciences de Toulouse.*)

GÉOLOGIE. — *Le Turonien du Mesloula (Algérie orientale).*
Note de M. **Georges Dubourdieu**, présentée par M. Paul Fallot.

Le djebel Mesloula est situé à 40 km à l'Ouest de la frontière algéro-tunisienne et à 115 km au Sud de Bône. Il appartient ainsi à la zone des « Hautes plaines constantinoises », là où les plis simples de l'époque nummulitique sont déformés par un intense diapirisme et recoupés par de nombreux fossés d'effondrement. C'est un massif peu élevé, de dimensions réduites (9 km du Sud-Ouest au Nord-Est sur 2 km de large au maximum), massif constitué par des calcaires récifaux aptiens et très banal à première vue. Il pose néanmoins des problèmes difficiles qui nécessitent une analyse stratigraphique ou lithologique extrêmement délicate. Un Mémoire en cours de rédaction donnera tous détails utiles [1], mais je signale en particulier des poussées tangentielles récentes (post-miocènes ?), poussées ayant singulièrement compliqué les structures observables : il y aurait, en réalité, deux Mesloula superposés, l'un étant charrié de 6 ou 7 km en direction du Sud-Ouest.

Je m'en tiendrai ici à la description sommaire d'une succession encore peu connue dans le Constantinois oriental, un Turonien puissant, complet, et fossilifère à sa partie supérieure.

Il y a trois ans déjà, F. Morel [2] a fait connaître entre Tébessa et Morsott la très intéressante série du djebel Belkfif, série peu éloignée de celle du Mesloula (30 km au Sud-Sud-Est) et tout à fait comparable, au moins dans ses grandes lignes. Je rappelle les points suivants : 600 à 700 m de sédiments turoniens, de nombreux fossiles parmi lesquels une Ammonite angoumienne, *Coilopoceras requienianum* d'Orb. sp. Mes observations prouvent l'extension vers le Nord du Turonien supérieur, sous-étage non représenté plus à l'Est dans la région de l'Ouenza où j'ai pu constater à sa place une lacune de sédimentation [3].

J'ai relevé la coupe approximative suivante à la bordure sud-est du Mesloula, entre lui et un anticlinal à cœur cénomanien, les collines du Chebka. De bas en haut :

1. Complexe pratiquement azoïque de calcaires et marno-calcaires. La série représente la prolongation occidentale de niveaux ligériens datés à 13 km plus à l'Est, dans le synclinal d'Aïn Chenia [1] (environ 300 m).
2. Marnes bleues ou grises, plus ou moins argileuses, contenant localement des plaquettes de calcite à structure « cone in cone ». A leur base, des Ammonites pyriteuses, *Hoplitoides* (?) sp., *Neoptychites* sp., *Romaniceras* gr. *deverioides* de Gross. sp., *Tunesites* sp. (300 à 350 m).
3. Mince intercalation de marno-calcaires bleus (quelques mètres).

4. Nouvelle accumulation de marnes. A sa base (ou au sommet des marnes 2), la calcite fibreuse contient des empreintes incontestables d'*Inoceramus siccensis* Perv. Vers le milieu de la formation, *Coilopoceras requienianum* d'Orb. sp. (250 à 300 m).

5. Deux passées marno-calcaires dont une lumachelle jaune. Les fossiles sont très abondants mais, pour la plupart, ils semblent appartenir à des variétés, des espèces ou même des genres inédits. Il y a des Oursins, des Plicatules, des Huîtres, des Ammonites parmi lesquelles *C. requienianum* (quelques mètres).

6. Marnes très argileuses jaunes à plaquettes de calcite fibreuse (100 à 150 m).

7. Nouvelle lumachelle. En particulier, *Plicatula* gr. *fourneli* Coquand-*ventilabrum* Coquand, *Natica* cf. *bulbiformis* Sowerby (0,50 m).

8. Marnes grises contenant peut-être le passage au Sénonien (environ 250 m).

Le Turonien du Mesloula atteint au moins 1 km d'épaisseur.

Le terme 1 est daté du Ligérien par assimilation lithologique. La base des marnes 2 appartient au Ligérien supérieur, les niveaux 4 et 5 sont angoumiens, le niveau 7 se rapporte très probablement à la fin du Turonien.

La lumachelle inférieure (5) est datée de l'Angoumien par le *C. requienianum* mais on arrive exactement au même résultat à l'aide de méthodes statistiques utilisant tous les autres fossiles recueillis, soit plus d'une centaine d'individus. Ce fait est remarquable puisque la faune considérée se compose essentiellement d'organismes inédits. Voici donc, en quelques mots, la manière de procéder. L'âge probable de chaque forme nouvelle (ou non reconnue) est établi en se référant aux répartitions stratigraphiques des espèces classiques les plus voisines. Si, par exemple, une Huître indéterminée se rapproche de trois Huîtres connues à des époques très différentes, je lui attribue un âge intermédiaire et, par mesure de sécurité, une assez grande longévité.... Naturellement, tous les cas imaginables peuvent se présenter et l'on est conduit, en pratique, à faire des hypothèses sur les filiations des espèces. Mais les erreurs commises ne sont pas à sens unique et le regroupement de tous les organismes sur un tableau à deux entrées (liste des espèces récoltées, longévité supposée de chacune d'entre elles) fait apparaître une bande de fréquence maxima correspondant à l'âge le plus probable de la faune étudiée. On parvient d'ailleurs à une conclusion identique en examinant non plus les fossiles réels dont la répartition verticale est inférée, mais les types de référence dont la signification stratigraphique est parfaitement connue : il faut alors rechercher une zone moyenne, intermédiaire entre les disparitions des espèces anciennes et les apparitions des espèces plus jeunes.

Deux remarques pour finir.

A proximité immédiate du Mesloula, les marnes 2 sont légèrement discordantes sur du Cénomanien terminal, antérieurement déformé, puis dégradé par une érosion sous-marine. Ce qui permet d'attribuer au Ligérien la phase orogénique post-cénomanienne des géologues algéro-tunisiens. En étudiant la région de l'Ouenza ([5]), j'avais placé cette perturbation tectonique dans le Turonien supérieur mais on peut concevoir néanmoins que l'anomalie est également ligérienne au voisinage de la Tunisie : il suffit d'imaginer que la subsidence du bassin crétacé est un phénomène strictement tectonique, c'est-à-dire en relation avec des causes actives, internes et indéterminées ([6]).

([1]) La publication de ce travail est prévue au Service de la Carte géologique de l'Algérie.

([2]) *Étude géologique du djebel Belkfif*, *Diplôme d'Études supérieures*, Alger, 1955. Le Mémoire de F. Morel va paraître incessamment à la Carte géologique de l'Algérie.

([3]) G. Dubourdieu, *Publ. Serv. Carte géol. Algérie*, *bull.* n° 10, Alger, 1956, p. 329 et suiv.

([4]) G. Dubourdieu, *loc. cit.*, p. 335-338.

([5]) G. Dubourdieu, *loc. cit.*, p. 357.

([6]) Il m'est impossible de développer ici ce point de vue et je note simplement les faits suivants : au Mesloula, déformation sensible puis subsidence forte; à l'Ouenza, absence de mouvements décelables au Turonien inférieur, mais ensuite lacune de sédimentation, explicable éventuellement par un arrêt de subsidence; il y a peut-être un lien — ou plus précisément une cause commune — entre les intensités de subsidence et une certaine tendance à la compression orogénique.

GÉOLOGIE. — *Sur la flore fossile du bassin houiller de Carmaux.* Note de M[lle] **Jeanne Doubinger** et M. **Pierre Vetter**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La série houillère de Carmaux, dont l'épaisseur ne dépasse pas 500 à 600 m, comprend 15 à 20 couches exploitées par quatre sièges. Des listes paléobotaniques ont été publiées antérieurement par Caraven-Cachin ([1]) et A. Loubière ([2]); de plus, des déterminations dues à P. Bertrand sont consignées dans une étude de M. P. Pruvost ([3]), restée malheureusement inédite. Au cours des dernières années, nous avons entrepris des récoltes méthodiques au toit des veines; la flore est abondante et assez variée, elle comprend plus de 50 espèces :

Pécoptéridées : *Pecopteris* cf. *arborescens* Schloth., *P. bioti* Brong., *P. bredovi* Germ., *P. candollei* Brong., *P.* cf. *clintoni* (Lesq.) White, *P.* (*Asterotheca*) *cyathea* Schloth., *P. cyathea* Schloth. (abondant), *P. daubreei* Zeill., *P. feminæformis* Schloth., *P. hemitelioides* Brong., *P. lamurensis* Heer., *P. oreopteridia* Brong., *P. plumosa dentata* (Artis) Brong.,

P. (*Acitheca*) *polymorpha* Brong., *P. polymorpha* Brong. et sa forme *minor* P. Corsin (très abondant), *P. saræpontana* Stur., *Ptychocarpus unitus* Kids. *P. unita* Brong. (abondant), *P. waltoni* P. Corsin, *Pecopteris* fertiles, *Caulopteris varians* Zeill.

ALÉTHOPTÉRIDÉES : *Alethopteris friedeli* Bert., *A. grandini* Brong., *Callipteridium gigas* Gutb., *C. pteridium* Schloth. (fréquent).

NEUROPTÉRIDÉES : *Neuropteris cordata* Brong., *Odontopteris reichi* Gutb., *O. minor-zeilleri* Pot., *Cyclopteris* : formes à bords entiers et formes à bords laciniés, *Linopteris neuropteroides* Gutb., *Mixoneura* sp.

SPHÉNOPTÉRIDÉES : *Renaultia chærophylloides* Brong. (fréquent), *Rhacopteris gomesiana* Teix.

MARIOPTÉRIDÉES : *Dicksonites pluckeneti* Schloth. (abondant), *Pseudomariopteris busqueti* Zeill., *Ps. ribeyroni* Zeill., *Mariopteris* sp.

SPHÉNOPHYLLÉES : *Sphenophyllum* cf. *costæ* Sterz., *Sph. emarginatum* Brong., *Sph. oblongifolium* Germ. et Kaulf. (abondant), *Sphenophyllostachys* sp.

CALAMARIÉES : *Annularia sphenophylloides* Zenk. forme normale et forme plus grande, *A. stellata* Schloth., *Asterophyllites equisetiformis* Schloth., *Calamites suckowi* Brong., *Calamostachys* sp., *Equisetites* sp., *Macrostachya carinata* Germ.

CORDAÏTALES : *Cordaites lingulatus* Gr. Eu., *Poacordaites linearis* Gr. Eu., *Cordaianthus* sp.

SIGILLARIÉES : *Sigillaria brardi* Brong., *S. ichtyolepis* Stern., *Sigillaria candollei* Brong. (*S. rugosa* Brong.-Koehne), Sigillaires cannelées, *Syringodendron* sp., *Stigmaria ficoïdes* Brong.

INCERTÆ SEDIS : *Dicranophyllum gallicum* Gr. Eu., *Aphlebia* cf. *germari* Zeill., Aphlebies diverses, fructifications, rachis.

Dans toute la série houillère, la répartition de la flore est assez homogène et les espèces banales du Stéphanien prédominent nettement. Toutefois, on constate :

1° L'existence de plusieurs espèces westphaliennes habituellement connues dans le Stéphanien A : *P. lamurensis*, *P. saræpontana*, *L. neuropteroides*, *R. chærophylloides*, *Sph. emarginatum*, *S. candollei*.

2° La présence simultanée d'*O. reichi* et de *O. minor-zeilleri*. Cette dernière espèce étant très répandue dans certains bassins stéphaniens.

3° La fréquence relative de *P. feminæformis* et de *P. waltoni*, communs dans le Stéphanien B et C, mais déjà signalés par M. P. Corsin ([1]) dans le Stéphanien A du bassin Sarro-Lorrain (Assise de Sarrelouis).

La flore de Carmaux présente donc des affinités certaines avec celle du Stéphanien A de la Loire ([2]), du Gard et de la Lorraine. Aussi est-ce à cette division du Stéphanien que nous proposons d'attribuer l'ensemble

de la formation considérée. Cette conclusion confirme celle à quoi était parvenue Paul Bertrand en 1942 ([3]).

En outre, il convient de noter que le bassin de Carmaux est le seul dépôt d'âge stéphanien inférieur connu dans la région Ouest et Sud-Ouest du Massif Central.

([1]) *Paléobotanique, Flore fossile des terrains houillers du Tarn*, 1902, Masson, Paris.

([2]) *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 75.

([3]) *Observations géologiques sur le gisement houiller de Carmaux*, 1942 (Note dactylographiée).

([4]) *Ét. gîtes Min. France, Bassin houiller Sarre et Lorraine, Pécoptéridées*, p. 303 et 358.

([5]) P. Corsin, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 117.

(*Service Géologique des Houillères du Bassin d'Aquitaine.*)

GÉOLOGIE. — *Le récif Argovien de Courchamp (Côte-d'Or).* Note de Mme **Louise Beauvais**, présentée par M. Pierre Pruvost.

L'étude d'un récif-type du Jurassique supérieur dans la Côte-d'Or, permet de préciser, grâce aux ammonites, l'âge argovien inférieur de ces formations.

Une formation récifale à Madrépores s'étend sur le territoire compris entre les villages de Courchamp, Chaume, Montormentier et Sacquenay (Côte-d'Or) ([1]).

Le chemin de terre qui gravit la colline du Peuplier, au Sud de Courchamp, la falaise abrupte du flanc Nord de cette colline et le caniveau de la route de Courchamp à Sacquenay ont permis de relever, de haut en bas, la coupe suivante :

4. Calcaire oolithique blanc.
3. Le récif dans la masse duquel j'ai recueilli *Vertebraliceras vertebrale* Sow. ([2]), caractéristique de l'Argovien inférieur, est constitué par un calcaire très recristallisé, formé essentiellement par des colonies de Polypiers imbriquées les unes dans les autres : *Microsolena exigua* Koby, *Microsolena fromenteli* Koby, *Microsolena* cf. *cœsaris* Et., *Dimorpharea* sp., *Thamnasteria gracilis* Goldf., *Stylina bernardina* d'Orb. Ce récif renferme, à sa base, un niveau à Térébratules : *Waldheimia delemontana* Opp., *Terebratula* cf. *bourgueti* Et., *Terebratula* cf. *gesneri* Et., *Terebratula sella* Leym., des radioles de *Cidaris florigemma* et *Glypticus hieroglyphicus*.
2. Calcaire marneux de la base de l'Argovien, équivalent du calcaire à chailles à *Perisphinctes* (*Alligaticeras*) *birmensdorfensis* Mœsch., *Vertebraliceras* cf. *vertebrale* Sow. et *Perisphinctes* cf. *navillei* de Riaz, des environs de Champlitte (Haute-Saône).
1. Marnes de l'Oxfordien sur lesquelles est bâti le village de Courchamp.

Le fossé longeant la route de Courchamp à Chaume montre la partie supérieure du récif (niveau 3 de la coupe précédente) sur une longueur

d'environ 2 km. Le calcaire sublithographique beige, en plaquettes, à nombreux Polypiers, alterne avec un calcaire plus ou moins oolithique à Huîtres, nombreuses Térébratules, Nérinées, tiges d'Encrines, Cidaris et *Hemicidaris crenularis* Agass. Les Madrépores de ce niveau sont : *Microsolena fromenteli* Koby, *Microsolena julii* Et., *Dimorpharea sp.*, *Stylina echinulata* M. Edw., *Stylina tubulifera* Phill., *Adelocoenia* sp., *Heliocoenia* sp., *Stylosmilia michelini* M. Edw., *Isastrea bernensis* Et., *Isastrea explanata* Goldf., *Andemantastrea* aff. *consobrina* d'Orb. sp., *Epismilia haimei* de From., *Clausastrea parva* Th. et Et., *Brachyseris* cf. *curtata* Et. sp.

A 300 m de la bifurcation de la route de Sacquenay avec la route de Chaume, une carrière ouverte dans le récif argovien permet d'y observer la coupe suivante :

c. A la partie supérieure, un calcaire blanc, marneux, oolithique à Nérinées.

b. Le passage insensible du calcaire marneux au calcaire oolithique blanc qui contient une lentille récifale de 2 m de long sur 0,50 m de hauteur environ, constituée de Polypiers dendroïdes appartenant à des genres nouveaux qui seront décrits et figurés ultérieurement. On trouve également à ce niveau : *Thamnasteria dendroïdea* Lamx., *Adelocoenia* sp., *Stylina* sp., *Stylosmilia michelini* M. Edw. et H., *Isastrea explanata* Goldf., *Clausastrea parva* Th. et Et. et *Fungiastrea* All. sp.

a. A la base, un calcaire blanc, marneux, sublithographique, en bancs de 10 à 30 cm d'épaisseur, contenant *Isastrea explanata* Goldf., *Valliseris* All. sp.

Entre Courchamp et Montormentier, aux lieux dits « les Vèvres » et « en Bel Air », une tranchée destinée à des canalisations de gaz, a donné la possibilité d'examiner avec précision le passage de l'Oxfordien supérieur au récif argovien inférieur. On observe de haut en bas :

3. Le récif argovien, formant la falaise, qui présente :

b. A son sommet, des bancs de calcaire sublithographique plus ou moins recristallisé, de faciès identique à celui de la route de Courchamp à Chaume, renfermant des Polypiers nombreux ;

a. A sa base, un calcaire cristallisé à *Microsolena* sp., *Thamnasteria* cf. *gillieroni* Koby, *Montlivaltia langi* Koby, *Thecosmilia* cf. *furcata* Koby, *Terebratula* sp.

2. Un calcaire tendre gris-jaunâtre, très marneux, à chailles siliceuses, représentant le niveau le plus inférieur de l'Argovien.

1. Les marnes oxfordiennes gris foncé.

Conclusion. — Cet ensemble d'observations fixe au récif de Courchamp un âge argovien inférieur certain ; ce résultat est valable pour tous les récifs de la région qui avaient été, jusqu'à présent, attribués au Rauracien.

(1) Région située dans le quart Nord-Ouest de la carte topographique de Gray au 1/50 000e et sur la carte topographique d'Is-sur-Tille au 1/20 000e, nos 7-8.

(2) Les déterminations d'Ammonites ont été faites par H. Tintant.

(Laboratoire de Géologie à la Sorbonne.)

GÉOLOGIE. — *Les formations cristallophylliennes de la chaîne de Belledonne dans la vallée de la Romanche (Isère).* Note de MM. **Robert Michel** et **Paul Berthet**, transmise par M. Léon Moret.

Entre Rochetaillée et Vizille la Romanche traverse la chaîne de Belledonne en une profonde cluse orientée Ouest-Sud—Ouest-Est-Nord-Est; elle fournit ainsi, sur 20 km environ, une coupe remarquable des formations cristallophylliennes antéhouillères qui n'avaient plus été étudiées, dans ce secteur, depuis les levés de P. Termier (Feuille Vizille au 1/80 000ᵉ, 1913). Des levés récents au 1/20 000ᵉ et une étude pétrographique détaillée des schistes cristallins nous permettent de distinguer, d'Ouest en Est, trois ensembles lithologiques principaux ou « groupes cristallophylliens » :

1. *Groupe de Vizille.* — De Vizille à Séchilienne on a, sur 3 km, des alternances de bancs de leptynites et de gneiss albitiques avec quelques passées de micaschistes à deux micas. Le pendage de l'ensemble est de 70 à 80° Est-Sud-Est. Ces roches dérivent du métamorphisme d'une série sédimentaire formée de grès argileux ou d'arkoses alternant avec des schistes.

L'étude pétrographique montre que les leptynites et les gneiss sont albitisés. L'albite An_{0-5} s'y présente en phénoblastes xénomorphes arrondis incluant pœcilitiquement des débris de tous les minéraux constituants. Dans les leptynites, cette albite de néoformation est complètement indépendante de l'oligoclase, plus ou moins séricitisé, qui fait partie intégrante du fond originel de la roche. En outre, cette albite est toujours indemne de déformation, alors que toutes les roches du groupe montrent presque constamment des signes plus ou moins accentués de cataclase. L'albitisation résulte donc d'une métasomatose sodique tardive, accompagnée probablement d'apports borés comme en témoigne la présence fréquente de baguettes de tourmaline. Les gneiss albitiques sont donc d'anciens micaschistes à deux micas qui ont été albitisés, à l'exception de quelques bancs encore à l'état de micaschistes francs.

Ces faciès montrent, en outre, une rétromorphose nette qui se traduit par la séricitisation des anciens plagioclases (dans les leptynites), par la chloritisation de la biotite, par la néoformation de pennine et de séricite et par la recristallisation du quartz.

Zonéographiquement, le groupe de Vizille appartenait donc à la zone de métamorphisme des Micaschistes inférieurs, mais il a subi ultérieurement l'empreinte d'un second métamorphisme, moins « profond » puisque les paragénèses dont il est responsable caractérisent la zone de métamorphisme des Micaschistes supérieurs. C'est ce second métamorphisme qui a été accompagné, et probablement suivi, par la métasomatose sodique. Il n'y a pas, dans ce secteur, d'arguments formels pour préciser l'âge de

ce second métamorphisme; cependant le caractère post-cinématique de l'albite, la présence d'albite et de tourmaline de néoformation dans le Trias de couverture, nous font admettre, pour l'instant, un âge alpin.

2. *Groupe de Séchilienne.* — A l'amont de Séchilienne, sur 1 km de longueur environ, la vallée se rétrécit en gorges (portes de l'Oisans) entaillées dans des amphibolites compactes. Au delà du pont de Gavet, ces roches passent peu à peu à des leptynites qui affleurent sur la rive gauche sur près de 2 km et qui se coincent assez rapidement vers le Nord-Est. L'ensemble de ces faciès présente un pendage modéré de 30 à 45° Ouest-Nord-Ouest.

Dans les Portes de l'Oisans le faciès dominant est celui de bancs massifs d'amphibolites à hornblende et actinote; le plagioclase, lorsqu'il est présent, est totalement saussuritisé; le quartz, la zoïsite, l'épidote, la chlorite, la biotite plus ou moins chloritisée, le sphène, sont plus ou moins abondants. Ces bancs sont séparés par des gneiss amphiboliques et chloriteux, plus rarement par des lits de leptynites. Ces faciès intercalaires prennent une importance croissante vers l'Est, ménageant ainsi un passage continu aux leptynites sous-jacentes de Gavet. Ces dernières renferment, au sein d'une mésostase quartzo-feldspathique très pauvre en phyllites (chlorite, chlorobiotite) des porphyroblastes résiduels (quartz corrodé, oligoclase plus ou moins altéré).

L'origine première de ces faciès est assez difficile à préciser, surtout en l'absence d'analyses chimiques. Cependant, le mode de gisement des amphibolites et leur richesse en titane conduisent à admettre pour ces roches une origine volcanique basique, tandis que les leptynites de Gavet, caractérisées par des minéraux résiduels typiques, peuvent être interprétées, soit comme des tufs volcaniques acides remaniés, soit comme des grès pyroclastiques.

Le groupe de Séchilienne présente une rétromorphose tout à fait analogue, par ses caractères et par les conditions dans lesquelles elle s'est opérée, à celle du groupe de Vizille; par contre, les phénomènes métasomatiques y sont moins développés, en particulier dans les amphibolites.

3. *Groupe de l'Aveyna.* — La fin de la cluse, jusqu'à Rochetaillée, est surtout occupée par des migmatites amphiboliques hétérogènes à texture épibolique. Vers le sommet du groupe, dans le haut versant droit de la vallée, ces roches passent aux amphibolites normales du groupe de Séchilienne qui leur sont ici directement superposées. Vers la base du groupe, elles reposent sur des gneiss à deux micas, ce qui dénote un gisement stratoïde. D'ailleurs les septa de micaschistes à deux micas, vers le haut, et de gneiss à deux micas, vers le bas, ne sont pas rares dans le groupe, ce qui permet de situer facilement la coupure zonéographique entre les

zones des Micaschistes inférieurs et des Gneiss supérieurs. En outre, dans la région de Livet, on note plusieurs affleurements d'un granite à grain fin, à plagioclases automorphes, très pauvre en feldspath potassique. Son mode de gisement, de type chonolitique, et ses relations avec les migmatites encaissantes, permettent de l'interpréter comme une granite tardimigmatique.

Les effets de la rétromorphose, analogues à ceux décrits plus haut, sont très nets dans tous les faciès de la partie supérieure du groupe; par contre, dans la partie inférieure, ils deviennent de plus en plus sporadiques; à la base du groupe, en particulier dans les gneiss, on ne trouve plus qu'une séricitisation très légère du plagioclase, la biotite demeurant stable : on atteint donc là, à l'extrémité orientale de la coupe, les faciès les plus « profonds » de la série.

L'ensemble des groupes de Séchilienne et de l'Aveyna dessine un anticlinal dont l'axe passe approximativement par Livet et qui est suivi, à l'Est, par un vaste synclinal; ce dernier vient buter, par contact anormal, au Nord de Rochetaillée, contre la bande de micaschistes et de leptynites du versant droit de la vallée de l'Eau d'Olle.

Les relations mutuelles entre ces divers groupes cristallophylliens s'établissent de la façon suivante : le groupe de l'Aveyna représente la base visible de la série cristallophyllienne de la Romanche et le groupe de Séchilienne lui est zonéographiquement et stratigraphiquement sus-jacent; par contre, la limite entre les groupes de Séchilienne et de Vizille est jalonnée par un important accident tectonique, accompagné de mylonites, de sorte qu'il est impossible de préciser si le groupe de Vizille se superpose normalement aux groupes sous-jacents.

Quoi qu'il en soit, cette étude confirme la coupure de la chaîne de Belledonne en deux « rameaux » (P. Lory), l'un externe correspondant au groupe de Vizille, l'autre interne correspondant aux groupes de Séchilienne et de l'Aveyna. Mais cette coupure, jusqu'ici localisée dans la « cicatrice synclinale de Fau-Laurent », doit être reportée nettement plus à l'Est, à l'aplomb de Séchilienne. On a là une dislocation majeure du socle cristallophyllien, probablement très ancienne mais ayant rejoué lors des mouvements alpins (Trias pincé dans la fracture); quant au synclinal houiller de Fau-Laurent, il pourrait sans doute être interprété comme jalonnant l'axe du rameau externe dont la structure synclinale a été démontrée récemment (C. Bordet, *Thèse*) plus au Nord.

(Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences de Grenoble.)

SÉDIMENTOLOGIE. — *Évolution de la rive orientale de l'étang de Leucate-Salses.* Note de M. **André Rivière** et Mlle **Solange Vernhet**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Compte tenu de l'existence de hauts-fonds partageant l'étang en deux bassins, l'évolution de la rive orientale dépend essentiellement de l'importance relative des apports d'origine marine à travers les « graus » et des transits littoraux complexes résultant de l'action des vents des secteurs Nord et Nord-Ouest.

L'étang de Leucate est partagé en deux bassins par une zone de hauts-fonds (seuil de la Rascasse), traversant la nappe d'eau du Sud-Est au Nord-Ouest, des Dindilles à Pedro, sur l'emplacement présumé des anciennes levées de cailloutis, dont nous avons montré qu'elles correspondent probablement à un bras périlittoral de l'Agly flandrien [1].

Sauf le « grau » de Leucate, qui reste fonctionnel pendant de longues périodes, les anciennes passes du cordon sont obstruées depuis longtemps, mais peuvent néanmoins, par gros temps de l'Est ou du Sud-Est, être franchies par les eaux marines. Ces invasions apportent des masses considérables de sédiments d'origine marine littorale qui s'étalent en larges deltas à l'intérieur de l'étang.

Par suite peut-être de la topographie littorale, il ne semble pas se produire de courants de déchirement ou « rip currents » de Shepard sur la rive Est de l'étang et le seul courant de compensation (« undertow ») observé, dans la corne Sud, s'estompait dans l'herbier à *Ruppia*, à quelques mètres du rivage.

Les tempêtes du Nord et du Nord-Ouest soulèvent des houles courtes et creuses dont le fetch (aire d'efficacité du vent) et la puissance s'accroissent du Nord au Sud, donnant lieu, le long de la rive Est de l'étang, à d'actifs transports par « courants de vagues ».

Dans la corne Nord-Est de l'étang et jusqu'au grau de Leucate, la faiblesse du fetch, l'importance des apports occasionnels qui se font par les anciennes passes et le fait que le propre delta du grau de Leucate est un obstacle majeur, rendent la sédimentation prédominante, malgré des traces d'érosions accidentelles.

Le delta du grau de Leucate s'étend sur plusieurs centaines de mètres et son influence se fait sentir loin vers l'Ouest dans la granulométrie des fonds qui demeurent fermes à grande distance du rivage. L'entraînement par les courants de vagues des sables de ce delta est à l'origine du développement de la flèche sédimentaire du « Corrège » qui, surélevée par un étroit cordon dunaire, s'étend sur près de 3 km de distance en direction Sud-Sud-Ouest. Vers son extrémité, elle s'infléchit par angles successifs (correspondant à autant de crochons de réfraction imbriqués) jusqu'à se

terminer par une mince pointe sableuse qui, s'allongeant en direction Sud-Est, tend à fermer l'étroite et longue lagune comprise entre le Corrège et le cordon littoral. Le long du Corrège, la proportion du matériel détritique d'origine marine externe diminue du Nord au Sud, au fur et à mesure que s'accroît l'importance du matériel coquillier qui joue un rôle prépondérant dans la sédimentation sableuse des zones internes de l'étang. Bien que le Corrège puisse être actuellement considéré comme stable, il présente des traces d'érosion qui sont peut-être la conséquence d'une réduction récente des apports du grau.

En bordure du Corrège, les fonds sont très plats et, en dehors de l'étroite zone d'action des courants de vagues, le transit sédimentaire se fait par le mouvement de dunes sous-marines qui cheminent vers le Sud, sous l'action directe des vagues du Nord ou du Nord-Ouest ([2]) et peut-être aussi sous celle de la dérive générale des eaux qui se produit dans ces mêmes conditions. Ces formations apparaissent immédiatement au Sud du grau de Leucate et sont d'abord de petites dimensions et voisines du rivage.

Certaines lui sont parfois contiguës et leur extrémité tend à s'incurver en formant des crochets de réfraction parfois très accentués. Au fur et à mesure qu'elles progressent vers le Sud, les dimensions unitaires s'accroissent avec l'apport de sable coquillier, sans toutefois que la hauteur atteigne beaucoup plus de 20 cm. Un kilomètre au Sud-Sud-Est du grau, leur distance au rivage atteint 50 à 100 m et elles ont tendance à se réunir en donnant des hauts-fonds sableux aux contours irréguliers dont les dimensions horizontales sont de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres. Leur cheminement se poursuivant suivant l'orientation initiale, ces constructions sédimentaires mobiles s'écartent du Corrège à partir du point où cette flèche s'infléchit vers l'Est. Au terme de leur progression, elles atteignent, loin des rivages, l'immense zone de remblayage qui s'est constituée au Nord du seuil de la Rascasse, entre celui-ci et le cordon littoral. Elles finissent par former là, au milieu des vasières, d'immenses atterrissements sableux ([3]), émergents en période de basses eaux.

A l'Est de cette région d'intense sédimentation, la rive présente un parallélisme presque absolu avec le bord Ouest du Corrège. Sur les photographies aériennes, elle apparaît comme le rivage d'une ancienne flèche sédimentaire formée dans des conditions identiques à celles que nous venons d'étudier. Toutefois, les graus dont les apports ont permis le développement de cette construction sédimentaire, débouchent aujourd'hui dans la lagune étroite du Corrège où le fetch est trop réduit pour qu'un transit littoral notable puisse s'établir en direction du Sud. L'ablation littorale due aux courants de houle le long du Cap de Front n'est plus compensée, et ceci explique l'érosion littorale déjà très sensible,

érosion que les riverains s'efforcent de ralentir par la construction d'épis de varech.

Les sédiments entraînés par les courants littoraux et la dérive générale des eaux viennent constituer une sorte de delta allongé à l'intérieur du plan d'eau protégé par les îles des Dindilles, plan d'eau dont les passes Nord et Ouest sont presque complètement atterries.

Au Sud de l'embouchure, assez facilement reconnaissable, de la lagune que bordait la flèche du Cap de Front, le bord du cordon littoral est, probablement encore, celui d'une autre flèche littorale ayant, comme les précédentes, isolé une lagune dont le comblement, peut-être en partie éolien, rend indiscernables les contours primitifs. L'abri des Dindilles fait que cette côte a plutôt tendance à s'atterrir qu'à s'éroder. Au Sud des Dindilles, le rivage de l'étang semble correspondre à un tombolo venu s'appuyer à l'îlot de cailloutis qui constitue la « pointe des anciens Salins de France ».

La rive Ouest de ce tombolo a pris une direction à peu près parallèle aux vagues dominantes, correspondant à *la moindre activité des transports par courants de vagues*. L'absence d'ablation longitudinale explique le fait que les apports minimes qui peuvent venir de la zone des Dindilles suffisent à compenser l'érosion transversale qui doit être d'autant plus réduite que, dans cette région de l'étang, les fonds sont, dans leur ensemble, en voie de sédimentation. Cette faiblesse des mouvements sédimentaires le long de la côte Ouest du tombolo permet de comprendre pourquoi les transports qui se produisent par tempête du Sud-Est, le long de la côte Sud de la pointe des « Salins de France », ont pu construire une flèche de cailloutis paradoxalement orientée, en direction Nord-Ouest, presque en sens inverse des vents dominants et régnants.

Au Sud de cette pointe, s'ouvre un golfe qui forme la corne Sud-Est de l'étang et vers lequel convergent, sans retour possible, l'ensemble des apports que le cheminement littoral le long des côtes Est et Sud de l'étang et la dérive générale des eaux, amènent dans cette région ([3]). Les atterrissements y sont rapides. Il est remarquable que la limite des hauts-fonds y soit à la fois parallèle à la direction du tombolo et des vagues dominantes aussi bien qu'à la limite occidentale des hauts-fonds que nous avons décrits au Nord-Est du seuil de la Rascasse. Tout semble se passer comme si ce seuil avait, depuis longtemps, joué presque le rôle d'un véritable rivage pour le bassin Nord de l'étang.

([1]) A. Rivière et S. Vernhet, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 6e série, 6, 1956, p. 1001-1019.

([2]) S. Vernhet, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1268.

([3]) A. Rivière et S. Vernhet, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1134.

(*Laboratoire de Sédimentologie de la Faculté des Sciences de Paris.*)

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Sur le rôle joué par les ions dans le phénomène de la surfusion de l'eau.* Note de M. **Camille Lafargue**, présentée par M. Charles Maurain.

De nombreuses expériences nous ont amené à conclure que, dans certains cas, les ions peuvent diminuer la surfusion de l'eau.

Principe des expériences. — Nous avons comparé la surfusion de gouttelettes de même volume d'une eau pratiquement dépourvue d'ions étrangers et de solutions diluées (N/100) de sels minéraux, préparées à partir de cette eau. La température normale de congélation de ces échantillons étant 0° C, à moins de 1/20° de degré centigrade près, l'examen des températures auxquelles se produit la congélation effective des gouttes renseigne sur l'effet perturbateur des ions dans le phénomène de la surfusion de l'eau.

Préparation des échantillons. — Pour obtenir de l'eau débarrassée des dernières traces de gaz carbonique et de sels minéraux, nous l'avons filtrée, à l'abri de l'air, sur un mélange intime de deux résines échangeuses d'ions (cationiques et anioniques), se présentant sous la forme de petits grains sphériques de quelques dixièmes de millimètre de diamètre [1].

La mesure, par la méthode du pont de Kohlrauch, de la conductibilité électrique des échantillons d'eau obtenus nous a servi de test pour apprécier leur degré de pureté. Étant donné leur faible conductibilité électrique, et par suite les faibles risques de polarisation, le pont fut alimenté à la fréquence de 50 c/s [2]. La résistivité spécifique à 20° C des échantillons d'eau obtenus, mesurée avec une précision de 1 %, fut trouvée de l'ordre de 20 M Ω-cm.

Ces échantillons furent conservés à l'abri de l'air dans des récipients en silice pure fondue, dont les parois avaient été, au préalable, soigneusement hydrofugées à l'aide d'une huile de silicone convenable. Les solutions salines, au centième normales, de ClLi, ClNa, ClK, ClRb, ClCs, $ClNH_4$, Cl_2Mg, etc. furent préparées à partir de ces échantillons et conservées avec les mêmes soins.

Conduite des expériences. — Les gouttelettes, de volume calibré (20 μl), furent surfondues à l'abri de l'air, conformément à une méthode que nous avons déjà décrite [3]. En aucun moment, elles ne furent en contact avec l'air. Toutes les expériences portèrent sur des échantillons fraîchement obtenus, ayant seulement quelques heures d'existence. Les températures de congélation furent repérées à 0,5° C près.

Résultats. — Les résultats expérimentaux présentent une forte dispersion. Les conclusions doivent donc porter sur un grand nombre d'obser-

vations pour avoir une signification. Quelques centaines d'expériences sont nécessaires pour permettre de calculer la fonction N (T) représentant, pour un échantillon donné, le pourcentage de gouttes qui sont congelées à la température T. La connaissance de la fonction N (T) nous a permis de déterminer, pour chaque échantillon, l'intervalle de températures (T, T′), T > T′, tel que : 10 % seulement des gouttes congèlent au-dessus de la température T; 10 % seulement des gouttes congèlent au-dessous de la température T′; autrement dit, tel que 80 % des gouttes congèlent entre les températures T et T'. Cette façon de présenter les résultats expérimentaux s'est révélée la plus significative. Nous rapportons, ci-dessous, les valeurs trouvées pour divers échantillons :

Échantillon.	Intervalle (T, T′) (°C).	(°C).	Amplitude de (T, T′) (°C).
Eau pure	−15,4	−20,8	5,4
Solutions N/100 de :			
Chlorure de lithium	− 9,2	−14,0	4,8
» de sodium,	− 9,3	−13,5	4,2
» de potassium	− 9,5	−15,3	5,8
» de rubidium	− 9,1	−14,8	5,7
» de cæsium	− 8,4	−13,7	5,3
» d'ammonium	− 8,9	−14,6	5,7
» de magnésium	− 9,0	−14,9	5,9

On constate que l'intervalle (T, T′) est sensiblement le même pour toutes les solutions salines utilisées. Il peut être pris égal à (— 9,1 ± 0,2° C, — 14,5 ± 0,6° C) (valeurs moyennes).

Pour l'eau pure, par contre, les températures T et T′ sont nettement plus basses (de 6° C environ).

Il est intéressant de noter que, dans tous les cas, l'amplitude de l'intervalle (T, T′) est du même ordre : 5,4 ± 0,4° C.

Conclusions. — Ces résultats démontrent, de façon indiscutable, que les ions peuvent, dans certains cas, diminuer la surfusion de l'eau. Toutefois, le fait que des ions tels que Li^+ et Cs^+, dont les rayons ioniques sont très différents ([4]), puissent se comporter de la même façon, semble prouver que les ions n'interviennent pas seuls dans le mécanisme de la congélation. De nombreuses expériences ont été effectuées en vue de compléter ces conclusions. Elles feront l'objet d'une autre Publication.

([1]) Il est très difficile de se débarrasser des dernières traces de gaz carbonique et de sels minéraux par des distillations (ou des congélations) successives. Ainsi, de l'eau tridistillée à l'abri de l'air dans un appareillage en silice pure fondue a une résistivité spécifique qui est de l'ordre de 2 MΩ-cm à 20°C.

([2]) On peut alors compenser aisément les capacités pasasites du circuit de mesure et obtenir un bon équilibre du pont.

([3]) C. LAFARGUE, *Proc. Roy. Met. Soc.*, Cent. Number, 1950, p. 61. La vitesse de refroidissement adoptée pour ces expériences fut de l'ordre de 0,4°C/mn.

([4]) Pour fixer les idées, les rayons ioniques de Li^+ et de Cs^+ ont pour valeurs respectives : 0,78 et 1,65 Å.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de l'indole sur la destruction des auxines en relation avec la sénescence cellulaire.* Note de M. **Paul Émile Pilet**, présentée par M. Raoul Combes.

L'indole freine la destruction des auxines (et ceci d'autant plus fortement que sa concentration est plus élevée) lorsque les tissus sont âgés (taux d'auxines endogènes faible; auxines-oxydases très actives). Par contre, son application demeure sans effet sur des tissus jeunes (taux d'auxines élevé; auxines-oxydases peu actives). Le rôle joué par l'indole sur l'activation de la rhizogenèse est discuté.

La stimulation de la rhizogenèse ([1]) exercée par l'indole devait être attribuée à son action sur l'accroissement de la teneur en auxines; l'activation des divisions péricycliques par l'acide β-indolyl-acétique (ABIA) ayant été prouvée ([2]). Mais l'accumulation *in vivo* d'hormones de croissance peut être à la fois la conséquence d'une transformation accélérée de précurseurs et d'une dégradation retardée de corps actifs ([3]). Sur des extraits du *Pisum*, il a été démontré que l'indole inhibait l'activité auxines-oxydasique ([4]) et la stimulation de la rhizogenèse d'hypocotyle du *Phaseolus* fut alors interprétée par l'action de l'indole sur la destruction freinée de l'ABIA ([5]). L'étude de certains inhibiteurs auxines-oxydasiques ([6]) nous a entraîné à aborder le problème de l'action de l'indole sur les systèmes enzymatiques contrôlant le métabolisme de l'ABIA, en relation avec la question du vieillissement des tissus ([7]). Le matériel utilisé a déjà fait l'objet d'analyses de l'activité auxines-oxydasique ([8]) et la détermination de la destruction *in vitro* de l'ABIA a été entreprise selon notre technique habituelle ([9]), basée sur l'emploi du réactif de Salkowski modifié et de l'électrophotocolorimètre Klett-Summerson. Les tissus analysés étaient essentiellement constitués de cellules jeunes (CJ) ou âgées (CA) provenant de cultures *in vitro* de carotte (néoformations : CJ et fragments : CA) et de racines du *Lens* (zone méristématique : CJ et coiffe : CA).

Les résultats (compte tenu de l'inactivation spontanée de l'ABIA, de la coloration de l'indole par le réactif, de l'action de l'indole sur la destruction non enzymatique de l'ABIA et des essais témoins et à zéro) ont été reportés dans le tableau ci-après.

L'action de l'indole sur la destruction *in vitro* de l'ABIA dépend donc de l'activité initiale des auxines-oxydases (donc du taux d'auxines endogènes et du degré de sénescence des cellules). L'indole n'entraîne une inhibition de la destruction *in vitro* de l'ABIA (croissante d'ailleurs avec sa concentration) que là où les enzymes sont relativement actives.

Destruction in vitro *de l'acide β-indolyl-acétique (ABIA) exprimée en microgrammes d'ABIA détruits pour* 0,1 mg *de protéines* N *et après une incubation à l'obscurité* (22,5°C ± 0,5) *de* 60 mn (*a*).

Concentration de l'indole (*b*) (µg/ml).	Cultures *in vitro* de tissus de carotte (30 jours de culture). Néoformations CJ.	Fragments (*c*) CA.	Racines du *Lens culinaris* (Med) (18 mm de longueur). Zone méristématique (*d*) CJ.	Coiffe (*e*) CA.
0,0	5,7	15,8	2,1	6,2
0,5	5,6	15,9	1,0	6,0
1,0	5,9	12,4	2,3	6,0
2,0	5,0	10,7	2,0	5,1
5,0	5,1	7,4	1,9	4,9
10,0	5,4	6,2	2,2	3,2

(*a*) Chaque chiffre correspond à la moyenne de 72 analyses réalisées sur six séries différentes d'extraits.

(*b*) A 2 ml d'extrait sont ajoutés 4 ml d'une solution tampon PO_4KH_2-PO_4Na_2H de pH 6,1, puis 2 ml d'ABIA (50 µg/ml) et 2 ml d'indole. La concentration finale de l'indole est calculée par millilitre du mélange ainsi formé. En utilisant par exemple une solution d'indole à 10 µg, la concentration finale sera de 2 µg/ml.

(*c*) Régions médianes des fragments (30 mm), prélevées à 15 mm ± 3 de la base.

(*d*) Fragments de 0,5 mm ± 0,1, prélevés à partir du sommet de la racine.

(*e*) Fragments de 2,5 mm ± 0,4, prélevés à 0,5 mm de la pointe de la racine.

En d'autres termes, l'indole ne retarde la dégradation de l'ABIA que dans les tissus âgés. L'interprétation du synergisme observé entre indole et ABIA, à propos de l'action de ces composés sur la rhizogenèse [1], [5], nous paraît plus complexe qu'on ne l'avait supposé en admettant simplement l'action inhibitrice de l'indole sur l'activité auxines-oxydasique [4], [5]. S'il est clair que l'indole freine la destruction de l'ABIA (et nous le confirmons ici), encore faut-il préciser la nature des tissus étudiés. Or, il paraît certain [2] que les tissus responsables de la rhizogenèse soient constitués de cellules jeunes riches en auxines et dont les auxines-oxydases sont, peu actives. Il nous semble alors discutable, dans ce cas, que l'indole puisse modifier le métabolisme auxinique. Si l'indole doit être considéré comme un inhibiteur de l'activité auxines-oxydasique, il doit agir vraisemblablement, en ce qui concerne son action sur la rhizogenèse, sur d'autres chaînes de processus biochimiques qu'il reste à préciser.

(1) M. H. Van Raalte, *Proc. Kon. Med. Akad. Wetensch.*, Amsterdam, 54, 1951, p. 1.

(2) P. E. Pilet, *Experientia*, 7, 1951, p. 262; *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1352; *Phyton* (Argentina), 8, 1957, p. 13; P. E. Pilet et Ch. Pfister, *Bull. Soc. bot. suisse*, 61, 1951, p. 461; P. E. Pilet et L. Margot, *Bull. Soc. bot. suisse*, 63, 1953, p. 47.

(3) L. J. Audus et R. Tresh, *Proc. of a Symp. Wye College*, 10, 1957, p. 248.

(4) M. H. Van Raalte, *Ann. Bogoriensis*, 1, 1954, p. 1.

(5) C. J. Gorter, *Physiol. Plantarum*, 11, 1958, p. 1.

([6]) P. E. Pilet, *Physiol. Plantarum*, 10, 1957, p. 708; *ibid.*, 10, 1957, p. 798; *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1327.

([7]) P. E. Pilet, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 371; *Bull. Soc. vaud. Sc. nat.*, 66, 1957, p. 473.

([8]) P. E. Pilet, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1141; *Experientia*, 13, 1957, p. 35; P. E. Pilet et A. W. Galston, *Physiol. Plantarum*, 8, 1955, p. 888.

([9]) P. E. Pilet, *Rev. gén. Bot.*, 64, 1957, p. 106.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Valeur alimentaire des associations source azotée et source carbonée pour* Penicillium cyaneo-fulvum *Biourge*. Note de M. **André Ledoux**, présentée par M. Raoul Combes.

La nutrition azotée et carbonée de l'espèce considérée est caractérisée par la valeur alimentaire globale des associations source azotée et source carbonée. De 32 associations étudiées, la plus favorable réunit mannitol et sulfate d'ammonium, la moins efficace saccharose et nitrate de potassium.

Une étude de la nutrition azotée et carbonée de *Penicillium cyaneo-fulvum* Biourge 1923 ([1]) nous a montré l'existence de relations entre les métabolismes de l'azote et du carbone, conclusion qu'avait déjà signalée Killian ([2]) pour *P. glaucum*. L'impossibilité d'attribuer une valeur absolue, au degré d'aptitude des aliments azotés ou carbonés à la couverture des besoins, nous conduit à caractériser simultanément la nutrition azotée et carbonée du microorganisme, par la valeur alimentaire globale des associations source d'azote et source de carbone.

Nous comparons dans le présent travail l'efficacité de 32 couples aliment azoté et aliment carboné. Ils comprennent, pour chaque type de substance, des représentants des principaux groupes chimiques : d'une part, pour la source azotée, un nitrate, un sel d'ammonium, un sel d'amine aliphatique, deux aminoacides et une diamide, d'autre part, pour la source carbonée, deux hexols, deux hexoses et deux diholosides.

Leur valeur alimentaire est estimée par le poids de la culture à temps constant. Cependant, afin de relier les diverses séries d'expériences, les récoltes sont exprimées dans chaque série, par rapport à une récolte de référence, obtenue en présence du couple glucose et asparagine. Le quotient :

$$\frac{\text{récolte sur milieu en essai}}{\text{récolte sur milieu de référence}} \times 100$$

représente la vitesse relative de croissance et devient comparable dans les séries successives d'expériences.

Technique. — Le milieu de culture, dérivé de la solution de Czapek Dox, est tamponné à pH 7,0, isoazoté et isocarboné. Il répond à la formule suivante :

$SO_4Mg.7H_2O$	0,500 g
ClK	0,500
$SO_4Fe.7H_2O$	0,010
PO_4KH_2	3,357
$PO_4Na_2H.2H_2O$	7,478
Source azotée apportant 1,060 d'azote	
Source carbonée apportant 12 g de carbone	
Eau distillée (q. s. p.)	1 l

Préparé sous forme de deux fractions réunies après stérilisation, il est réparti par 20 ml en fioles cylindroconiques de 60 ml, puis ensemencé avec une dispersion de conidies en soluté physiologique, méthode qui permet des développements individuels cohérents.

Les cultures sont menées à l'obscurité, à une température de 23-24° C. Après 117 à 118 h 30 mn, toutes les cultures obtenues sur un même milieu sont recueillies globalement sur creuset filtrant — le filtrat étant réservé pour la mesure de l'acidité ionique — puis lavées et séchées. On en déduit la récolte moyenne.

Résultats. — Les vitesses relatives de croissance, en présence des différentes associations source azotée et source carbonée, sont réunies dans le tableau suivant :

	Source azotée.					
Source carbonée.	Asparagine.	Glycocolle	Méthylamine ClH.	NO_3K.	$SO_4(NH_4)_2$.	Urée.
Galactose	145	–	–	52	123	74
Glucose	100	57	21	29	51	30
Maltose	63,5	68	24	75	93	62
Mannitol	73	63	20	57	166	60
Saccharose	92	48	18	15	65	27
Sorbitol	72	–	–	47	67	67

Ces résultats permettent de comparer l'efficacité, pour *Penicillium cyaneo-fulvum*, des sources azotées en fonction de la source carbonée, des aliments carbonés en rapport avec l'aliment azoté, enfin des associations source azotée et source carbonée.

En général, le degré d'aptitude des substances azotées, comme des substances carbonées, varie avec la nature de l'aliment complémentaire qui lui est adjoint. La valeur alimentaire globale des associations source d'azote et source de carbone est donc plus représentative de la nutrition du microorganisme. Dans certains couples, cependant, un des constituants : glycocolle, chlorhydrate de méthylamine ou sorbitol, tend à fixer l'efficacité de l'association, en raison probablement d'une réaction limitante.

De toutes les combinaisons étudiées, l'association mannitol et sulfate d'ammonium est la plus favorable. Cinq autres couples : galactose et aspara-

gine, galactose et sulfate d'ammonium, glucose et asparagine, maltose et sulfate d'ammonium, saccharose et asparagine, dont la source azotée est un sel d'ammonium ou un aminoacide amidé, ont également une efficacité excellente. Inversement sept associations sont peu efficaces : glucose et nitrate de potassium, saccharose et urée, saccharose et nitrate de potassium, ainsi que celles qui contiennent du chlorhydrate de méthylamine.

Par ailleurs, la mesure de l'acidité ionique finale des milieux de culture classe les associations en deux groupes. Les unes, qui renferment du galactose, du maltose, du mannitol, ou du sorbitol, provoquent une variation de l'acidité ionique, limitée à une unité pH. Les autres, qui contiennent du glucose ou du saccharose, entraînent une acidification de deux à trois unités pH. Dans le cas de *Penicillium cyaneo-fulvum*, le métabolisme du glucose semble, par conséquent, différent de celui des autres glucides.

(1) A. Ledoux, *Thèse Pharmacie*, Strasbourg, 1953.
(2) Ch. Killian, *Comptes rendus*, 176, 1923, p. 1828.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Étude hygrophotographique du profil hydrique d'un sol en « état de sécheresse »*. Note (*) de M. **Joseph Sivadjian**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'étude hygrophotographique des conditions d'humidité du sol lorsque l'alimentation des plantes en eau devient déficiente a permis de suivre les diverses étapes de l'évolution de l'état de sécheresse ainsi créé et montrer qu'un sol capable de céder à un corps absorbant en contact avec lui 4,1 μg d'eau par millimètre carré de surface et par minute, n'était plus apte à assurer les besoins en eau des plantes ici examinées.

Pour fixer les limites de l'humidité d'un sol favorable au développement optimum de la majorité des plantes, on a été amené à déterminer deux valeurs caractéristiques des taux extrêmes qui sont la capacité de rétention au champ et le point de flétrissement permanent. La quantité d'eau disponible à la plante est ainsi définie par la hauteur d'eau, évaluée en millimètres, que le sol peut céder à la plante, lorsque l'humidité passe de la capacité de rétention au point de flétrissement permanent (1).

D'autre part, la transpiration végétale étant un phénomène continu, les racines doivent constamment puiser du sol une quantité d'eau équivalente au moins à celle perdue par la transpiration. Toutefois, lorsque la plante commence à subir les premiers effets de manque d'eau, elle réduit sa transpiration qui s'arrête même totalement avant que la feuille ait subi le flétrissement permanent.

Mais, dans la nature, l'absence d'eau qui amène la perte des végétaux, se manifeste par le dessèchement de la terre à partir de sa surface et qui atteint progressivement la zone des racines.

Nous avons donc voulu étudier quelle était cette zone limite de sécheresse qu'une jeune plante pouvait supporter, et quelle était aussi la réserve en eau au-dessous de cette zone, lorsque les premiers symptômes de l'atteinte de la sécheresse faisaient leur apparition et puis, quand la plante était entièrement morte. Nous avons étudié, en outre, l'évolution ultérieure de cette sécheresse si l'absence d'apport d'eau se poursuivait longtemps après la perte de la plante.

Ces expériences ont porté, au laboratoire, à la température moyenne de 22°, sur différentes espèces de céréales (Blé, Avoine, Orge) et d'autres plantes alimentaires (Haricot d'Espagne, Soleil).

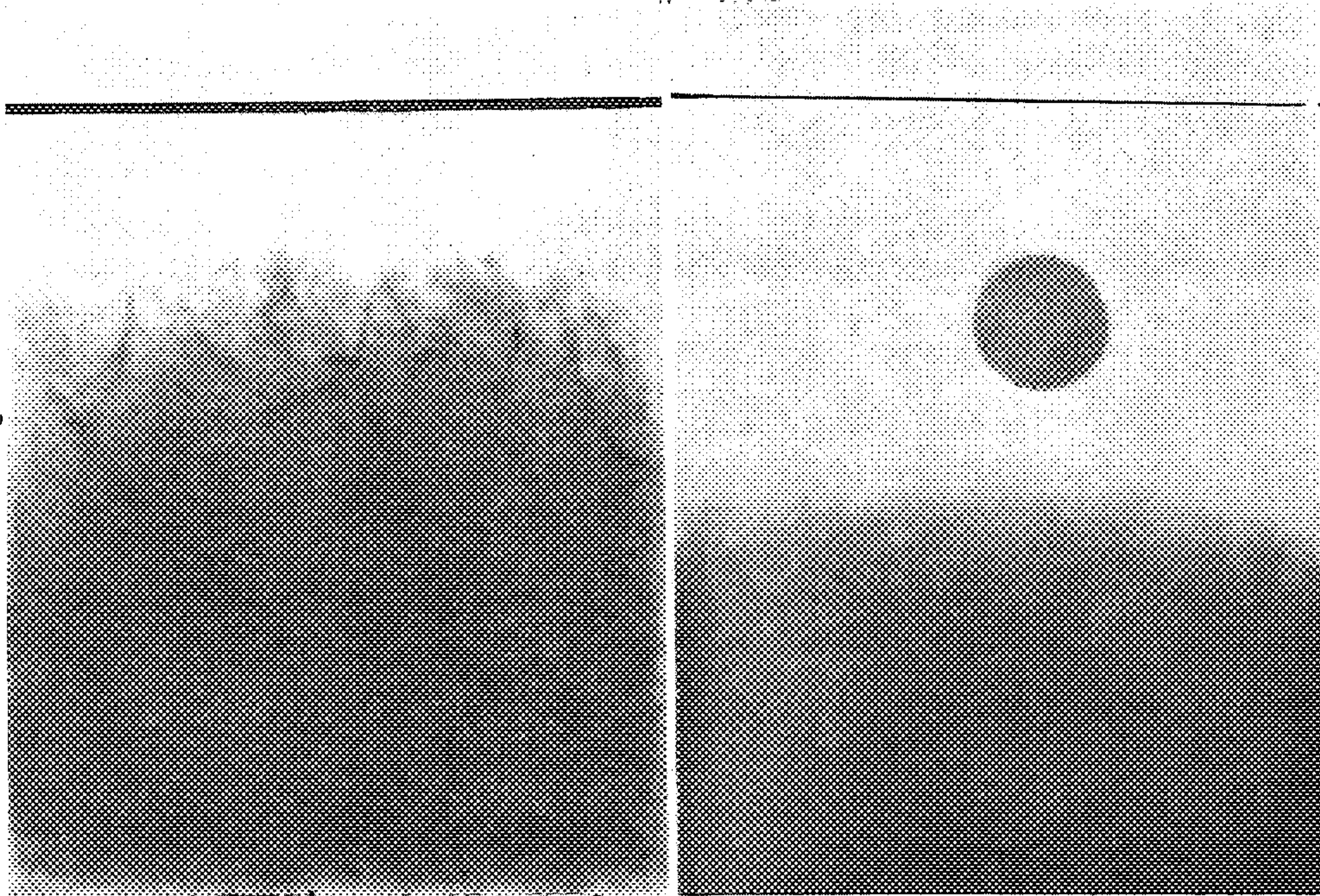


Fig. 1. Fig. 2.

Fig. 1. — Quand les premiers signes de la sécheresse font leur apparition, la terre, à 20 mm de profondeur, peut céder encore 4,1 μg d'eau par millimètre carré et par minute.

Fig. 2. — Environ deux mois après, on trouve, à 45 mm de profondeur, une zone humide pouvant céder 0,41 μg d'eau dans les mêmes conditions.

Dans un récipient cylindrique en verre de 1 l, rempli de terre imbibée de 200 ml d'eau, nous avons semé, par exemple, du Blé et nous avons continué les arrosages jusqu'à ce que les plantes, ayant germé, aient atteint une hauteur de 10 à 15 cm. A ce stade de la végétation, nous avons arrêté les arrosages et nous avons laissé la terre se dessécher lentement. Vingt jours après le début de l'expérience, les extrémités des feuilles commencent à se dessécher. S'il s'agit de Haricot, il est en état de flétris-

sement permanent. Un enregistrement hygrophotographique du profil hydrique du sol montre alors qu'une zone de dessiccation totale de 20 mm environ recouvre les couches plus profondes, dans lesquelles on constate encore la présence d'une quantité d'humidité suffisante pour pouvoir céder à la plaque 4,1 μg d'eau par millimètre carré de surface et par minute, étant donné que la plaque est restée dans la terre pendant 2 mn exactement (*fig.* 1).

Pour faire cet enregistrement, la plaque hygrophotographique, enveloppée d'un léger tissu de nylon, est enfoncée verticalement dans la terre jusqu'au trait qui indique le niveau du sol (2). La tache circulaire noire qui surmonte la zone humide (*fig.* 2) est obtenue en faisant absorber par la gélatine une quantité déterminée d'eau. Connaissant, d'autre part, la surface de la tache circulaire, on peut calculer la quantité d'eau fixée par unité de surface. Pour pouvoir comparer cette quantité à celle dégagée par un autre corps humide en contact avec la plaque hygrophotographique (feuille végétale, terre, matières plastiques, etc.), on s'arrange pour avoir avec ces matériaux une décoloration de la plaque identique à celle du cercle témoin.

Un mois plus tard, le Blé étant entièrement sec, un second enregistrement a montré que la zone de sécheresse avait atteint 25 mm de profondeur. En prolongeant l'exposition de la terre à l'évaporation lente pendant deux mois, nous avons constaté qu'au bout de cette période, la zone de sécheresse formait une couche de 45 mm d'épaisseur et que la couche sous-jacente était capable de dégager 0,82 μg d'humidité par unité de surface et par minute, la durée du séjour de la plaque dans la terre étant de 10 mn. Quinze jours plus tard, c'est-à-dire deux mois et demi après le début de l'expérience, la zone de sécheresse n'avait pas gagné beaucoup en profondeur, mais la quantité d'eau que la couche profonde était encore en mesure de céder à la plaque était de 0,41 μg d'eau par millimètre carré et par minute, étant donné que l'enregistrement a été obtenu cette fois en prolongeant le temps du séjour de la plaque (temps de pose) pendant 20 mn (*fig.* 2).

Enfin, un récipient de même capacité, rempli de terre, ayant été abandonné pendant au moins six mois et oublié dans un coin du laboratoire, nous l'avons examiné quand nous l'avons retrouvé. Il a fallu laisser la plaque hygrophotographique au contact de la terre pendant 4 h pour obtenir une légère impression à 70 mm de profondeur.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) M. Hallaire, *Bull. Soc. Fr. de Physiol. végétale*, 2, 1956, p. 1.

(2) J. Sivadjian, *Soil Science*, 83, 1957, p. 109.

PHYTOCHIMIE. — *Variations de la teneur en hétérosides à sénevol de l'*Alliaria officinalis *L. au cours de la végétation.* Note (*) de M. **Pierre Delaveau**, présentée par M. René Souèges.

La répartition des hétérosides à sénevol dans les différents organes de l'Alliaire à divers stades de sa végétation a été suivie à l'aide de dosages argentimétriques et d'analyses chromatographiques. Le bilan montre une augmentation de la teneur en hétérosides, marquée surtout au moment de la montée de la tige, et une accumulation au niveau des siliques.

Pless, en 1846 (¹), avait signalé la présence de l'allylsénevol C_3H_5NCS dans l'essence d'Alliaire. L'hétéroside générateur a été isolé des graines par Hérissey et Boivin (²) et identifié au sinigroside $C_3H_5—C—SC_6H_{11}O_5$.



$NOSO_3K$

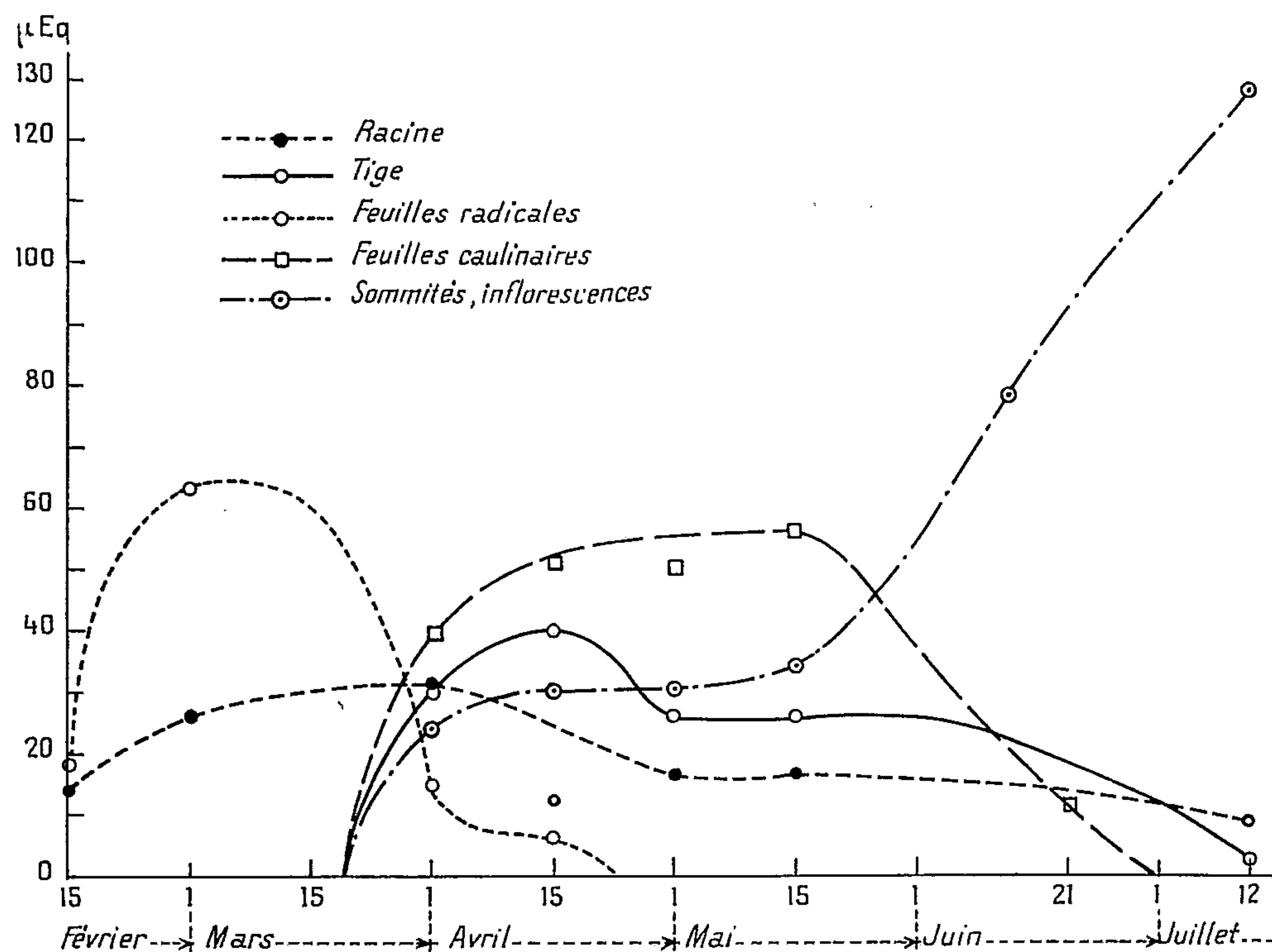
Nous avons indiqué (³) que, par la chromatographie sur papier, il est possible de mettre en évidence un autre sénevol, le benzylsénevol $C_6H_5—CH_2—NCS$ abondant surtout dans l'essence de racine. L'hétéroside générateur n'a pas encore été isolé.

L'étude du métabolisme des hétérosides à sénevol chez cette Crucifère, généralement bisannuelle, a été entreprise en suivant la libération de l'essence par le dosage global de celle-ci au moyen de nitrate d'argent selon la méthode de Dieterich-Gadamer (⁴). Le matériel biologique utilisé a été récolté à l'état spontané dans une même localité, au Bois de Boulogne près de Longchamp. Tous les essais ont été pratiqués sur des lots de 5 à 10 plantes, aussi homogènes que possible.

Les divers organes, stabilisés à l'alcool bouillant aussitôt après la récolte, sont additionnés de myrosinase pour permettre l'hydrolyse des hétérosides selon un mode opératoire déjà appliqué à l'étude du *Brassica nigra* Koch (⁵). L'essence distillée est traitée par l'ammoniaque qui transforme les sénevols R—NCS en thiourées correspondantes $R—NHCSNH_2$. La solution des thiourées est utilisée pour le dosage argentimétrique ou une analyse chromatographique, après concentration convenable.

Les résultats du dosage argentimétrique sont rapportés, d'une part, à 100 g d'organe frais considéré et, d'autre part, en tenant compte des poids relatifs des divers organes à un individu moyen d'Alliaire, de façon à pouvoir suivre le sort des hétérosides au cours de la végétation de la plante. Mais l'essence contient presque toujours en proportions variables les deux sénevols dont les poids moléculaires sont très différents : allylsénevol 99, benzylsénevol 161. Aussi semble-t-il avantageux d'exprimer la consommation de solution titrée de nitrate d'argent utilisée en microéquivalents (μ Eq) d'argent, d'où l'on peut, par un calcul simple, passer

au poids d'hétéroside sénévolique (2 NO_3A_0 <-> 1 thiourée $RNHCSNH_2$ <- 1 sénevol RNCS <- 1 hétéroside). Ainsi 1 μ Eq de chacune de ces molécules soufrées correspond à $0,5.10^{-6}$ de leur poids moléculaire.



Teneur des divers organes de l'Alliaire en hétérosides sénevoliques exprimée en μ Eq. par individu moyen.

Le graphique rend compte de l'évolution de la teneur en hétérosides générateurs de sénevols au cours de la végétation de l'Alliaire étudiée en 1957 depuis la mi-février où la plante est encore en rosette, jusqu'à sa mort (mi-juillet) après montée de la tige (vers le 20 mars), floraison (mi-avril à mi-mai) et fructification qui s'étale du début de mai à la fin de juin.

Les feuilles radicales proportionnellement riches (790 μ Eq/100 g) au 1er mars et contenant alors environ les 2/3 de la quantité totale d'hétérosides, accusent une baisse de cette teneur au moment de la montée de la tige jusqu'à annulation quand ces feuilles s'étiolent et meurent. Pendant toute la durée de la floraison, la teneur des divers organes ne paraît guère changer jusqu'à la fructification où s'observe un second remaniement : les hétérosides se retrouvent presque uniquement dans les siliques en cours de maturation, à l'exception des racines qui, jusqu'à la mort de la plante, conservent une petite quantité d'hétérosides (9 μ Eq par indi-

vidu). Dans l'étude présente, le bilan des hétérosides montre un gain total, au cours de l'évolution de la plante en rosette, puis, au moment de la montée de la tige, de 900 à 1 400° μ Eq. Cette teneur globale se maintient ensuite jusqu'à la mort de la plante. Il y a accumulation des hétérosides dans les organes de réserve (racine, graines).

D'autre part, la chromatographie sur papier montre que les parties aériennes de l'Alliaire contiennent constamment environ 20 à 30 fois plus d'allylsénevol que de benzylsénevol; la disproportion est encore plus marquée dans les siliques mûres. Au contraire, dans les racines, on note un appauvrissement progressif en allylsénevol, surtout au moment de la floraison.

Nous comptons poursuivre cette étude du métabolisme des hétérosides à sénevol chez les Crucifères dans l'espoir d'y puiser des informations sur leur rôle général en tant que métabolites secondaires des plantes.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) F. PLESS, *Ann. Chem. Pharm.*, 58, 1846, p. 36.

(2) HÉRISSEY et R. BOIVIN, *J. Pharm. Chim.*, 6, (8), 1927, p. 385.

(3) P. DELAVEAU, *Bull. Soc. bot. Fr.*, 104, 1957, p. 148.

(4) J. GADAMER, *Arch. Pharm.*, 237, 1899, p. 92.

(5) P. DELAVEAU, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 460.

(*Laboratoire de Matière médicale de la Faculté de Pharmacie de Paris.*)

PHYSIOLOGIE. — *Effet au niveau des valvules sino-auriculaires de l'excitation vagale observé directement par ouverture totale du cœur en place de Tortue grecque.* Note (*) de M. **BORIS RYBAK**, présentée par M. François de Gaudart d'Allaines.

Jusqu'à présent, mes travaux sur la physiologie cardiaque endocavitaire avaient été faits sur cœurs isolés (1). Pour généraliser la méthode en la rendant capable de fournir des renseignements sur le fonctionnement de l'intérieur du cœur *in situ*, il importait de mettre au point la technique d'ouverture totale du cœur qui maintenait, d'une part, ses mouvements coordonnés de façon prolongée et, d'autre part, ses liaisons nerveuses avec le reste de l'organisme. La présente Note indique comment j'opère pour atteindre ce but avec le cœur de Tortue grecque (j'ai vérifié d'ailleurs que ma technique de cardiotomie *in situ* est également valable pour le cœur de Roussette et celui de Grenouille).

La Tortue anesthésiée au chloroforme est fixée sur le dos par les pattes et la tête à un support adéquat. Le plastron de la carapace est détaché de l'animal après avoir été scié. La zone ventrale de la peau du cou est

incisée et le pneumogastrique droit ou gauche est mis à nu dans son parcours au niveau des muscles longs rétracteurs de la tête, puis il est monté sur les électrodes d'excitation de telle sorte que l'ensemble soit isolé électriquement des tissus voisins. On ouvre alors le péricarde et le cœur en mouvement, se présentant par sa face ventrale, est ouvert avec des ciseaux fins selon les temps suivants :

1° La pointe ventriculaire est accrochée au niveau du frenulum par un hameçon monté sur gut et relié à un système simple de cabestan fixé sur le support hors de l'animal de façon à pouvoir régler la tension mécanique;

2° On ligature le tronc aortique avec un long fil de lin et l'on sectionne ce tronc au-dessus de la ligature; ce fil est alors relié à un montage à cabestan et l'on établit une tension mécanique sur la base droite du triangle ventriculaire;

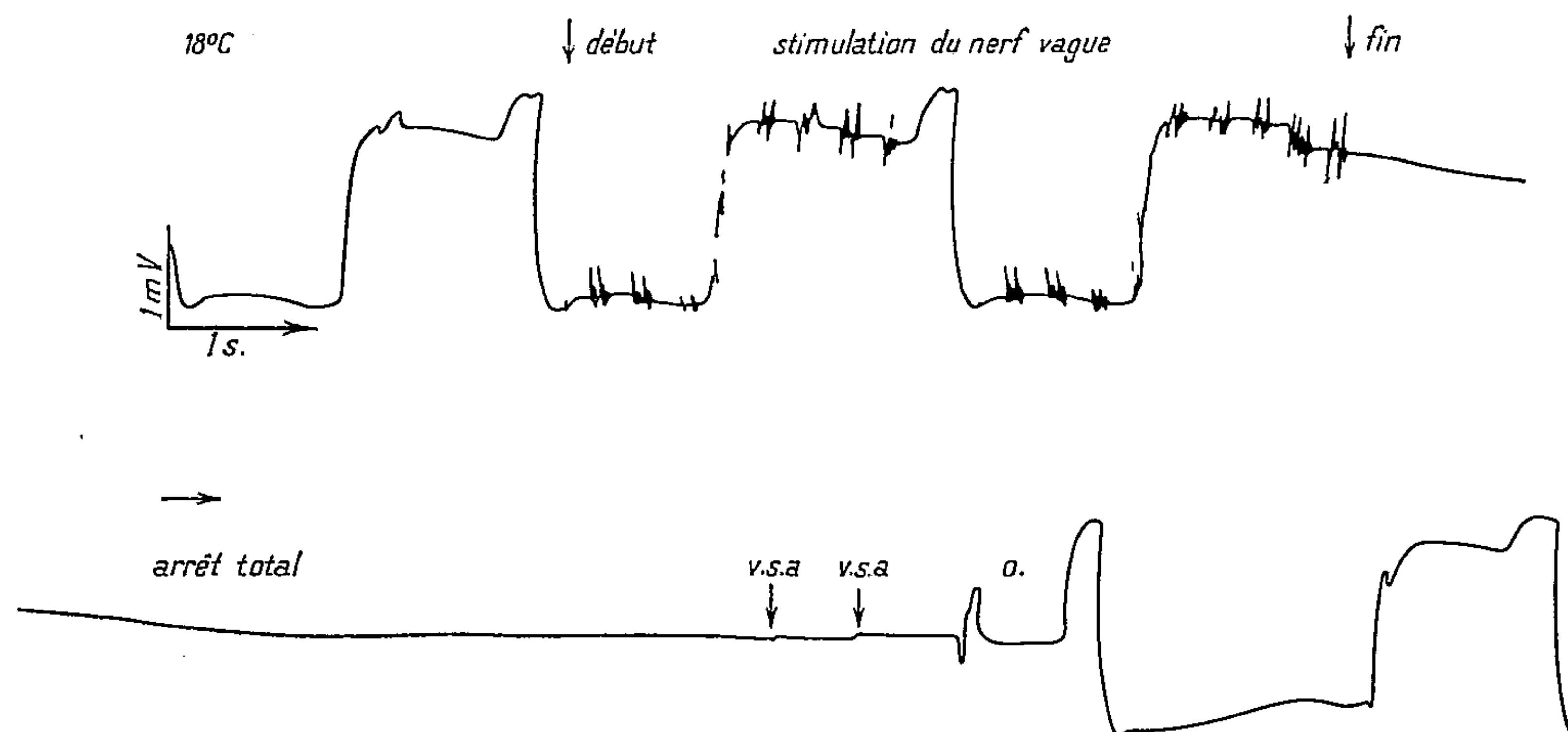
3° On pratique perpendiculairement au grand axe du cœur une petite boutonnière à quelques millimètres de l'apex ventriculaire;

4° On incise sagittalement le ventricule à partir de la boutonnière sous-apicale et, arrivé au niveau de la zone atrio-ventriculaire, on tend le bord gauche de l'incision à l'aide d'un hameçon monté sur un système à cabestan; l'intérieur du ventricule, toujours en mouvement, est rendu visible en étanchant le sang avec du coton (le cœur n'ayant pas été « clampé » au niveau des veines caves, du sang sourd en effet par la plaie ventriculaire; mais, étant donné le faible débit sanguin chez la Tortue grecque, ce sang n'est pas autrement gênant);

5° On poursuit alors l'incision sagittale dans l'espace inter-auriculaire, de sorte qu'on tombe dans l'oreillette droite; à son tour l'oreillette gauche est incisée longitudinalement et les bords de chaque oreillette sont mis sous tension à l'aide de systèmes hameçons-cabestans. Après lavage de la préparation avec une solution de Ringer, les valvules sino-auriculaires apparaissent bien visibles et se contractent en phase avec les oreillettes. On peut accessoirement exercer une traction supplémentaire, qui dégage plus entièrement la zone auriculaire, en plaçant un hameçon tendu au point inter-auriculaire le plus haut de la section.

Le cœur ainsi préparé se présente comme une double cuvette, la cuvette auriculaire et la cuvette ventriculaire. Remplie de solution de Ringer, la préparation se contracte plus profondément qu'à vide, ceci conformément à la loi de Starling. A la température du laboratoire, ce cœur étalé entièrement ouvert rempli de solution de Ringer peut battre au moins 8 h de façon régulière. Les valves sino-auriculaires, isolées aux ciseaux et plongées dans une solution de Ringer, ne montrent aucun automatisme contractile, se distinguant ainsi des valves sino-auriculaires d'un animal beaucoup plus primitif comme la Roussette [1].

Pour la détection des potentiels électriques produits par cette préparation je dispose deux électrodes-pinceaux imbibées de solution de Ringer au contact des zones endocavitaires choisies; ces électrodes sont reliées sans préamplificateur à un électrocardiographe à inscription directe. Pour exciter le nerf vague une bobine de Du Bois-Reymond est mise en œuvre.



N. B. — L'amplification considérable rendue nécessaire pour la détection des potentiels valvulaires fait que la signification de la forme des tracés électrocardiographiques reproduits ici ne doit pas être considérée pour l'instant.

L'excitation faradique itérative du pneumogastrique produit l'arrêt du cœur ouvert en diastole (relâchement intense), ce qui prouve que l'*ouverture du cœur telle que je la pratique ne lèse pas les filets essentiels de l'innervation cardiaque inhibitrice*; l'excitation du pneumogastrique droit paraît plus efficace que celle du gauche. Le phénomène le plus remarquable que j'ai pu constater avec de telles préparations fraîches est celui de la *précession valvulaire*. J'entends par là l'apparition de contractions des valvules sino-auriculaires (v. s. a. du tracé), alors que tout le reste du cœur (oreillettes et ventricule) est arrêté après stimulation du pneumogastrique. Autrement dit, l'excitation vagale produit un arrêt *total* du cœur (valvules sino-auriculaires comprises) suivi de l'*échappement* valvulaire, visible à l'œil nu, caractérisé par une ou deux contractions des seules valvules sino-auriculaires avant que les oreillettes (o. du tracé), puis le ventricule, reprennent leurs contractions; les valvules sino-auriculaires et les oreillettes reviennent après quelque temps à leur régime de contractions simultanées. Ce phénomène m'est apparu avoir une régularité plus grande que celui, bien connu, de l'échappement ventriculaire. J'ai cherché à l'objectiver par l'enregistrement électrique en détection endo-auriculaire bipolaire en contact *près* des valvules sino-auriculaires (*cf.* tracé ci-contre).

La précession valvulaire ainsi mise en évidence pourrait s'expliquer de deux façons : ou bien elle traduit une sensibilité différente à l'acétylcholine *naissante* des entités valvulaires et auriculaires — ce qui rapprocherait ce phénomène de celui que j'ai décrit antérieurement de la dissociation valvulo-auriculaire amenée par action de l'acétylcholine *ajoutée* à une oreillette isolée étalée ouverte de Roussette [1], ou bien elle est l'expression physiologique d'une disposition anatomique, à savoir que les valvules sino-auriculaires se trouvant les premières structures situées sur le trajet de l'impulsion venue du sinus veineux seront les premières à répondre à cette incitation mécanogène. Il est vraisemblable d'ailleurs que cet échappement valvulaire est, en réalité, un échappement sino-valvulaire, mais dont l'expression visible, ici, n'est que valvulaire.

En conclusion, la préparation de cœurs entièrement ouverts en place décrite ici pour la première fois semble devoir être d'une certaine utilité dans le vaste champ d'exploration expérimentale, théorique et pharmacologique, du fonctionnement cardiaque.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) *C. R. Soc. Biol.* et *Experientia* 1956-1957, *passim*.

HISTOPHYSIOLOGIE. — *Recherches histologiques sur l'absorption duodénale du fer chez le Cobaye normal et chez le Cobaye scorbutique.* Note (*) de M. **Claude Mouriquand** et Mme **Violette Édel**, présentée par M. Robert Courrier.

Le fer absorbé par la muqueuse duodénale, après le passage épithélial, se dépose en partie dans les cellules réticulaires de l'axe conjonctif de la villosité. La cellule réticulaire peut ne constituer qu'une simple étape ou être éventuellement un véhicule pour le fer, le livrant ensuite à la circulation. Au cours du scorbut expérimental, ce fer intraréticulaire augmente notablement.

L'existence de fer morphologiquement visible dans la muqueuse intestinale est de connaissance ancienne. Des travaux récents ont reconsidéré le problème (1). Nous nous proposons de reprendre son étude au niveau de la muqueuse duodénale, au cours de différentes circonstances expérimentales chez le Cobaye. Dans le présent travail, nous envisagerons l'animal normal et l'animal présentant un scorbut aigu.

Les dix cobayes utilisés pèsent moins de 500 g. Trois sont maintenus au régime du chenil. Sept reçoivent un régime scorbutigène (orge + foin). Tous sont sacrifiés au 25e jour de l'expérience. Le duodénum est alors immédiatement prélevé, fixé au liquide de Helly 24 h, puis postchromisé dans le bichromate de potassium 24 h. L'étude histochimique du fer est

faite par la méthode au bleu de Prusse suivie d'une coloration de fond à la safranine anilinée.

Chez *l'animal normal*, des structures se colorant au bleu de Prusse sont trouvées dans l'épithélium et dans l'axe conjonctif de la villosité.

Dans l'épithélium, elles apparaissent seulement au niveau de la villosité et sous forme de granulations très fines et très nombreuses dans la région apicale de la cellule à bordure striée, sans qu'on puisse cependant les mettre en évidence dans la bordure elle-même. En aucun cas ces granulations ne sont visibles dans la région infranucléaire de l'élément, très rarement elles existent dans les régions latéronucléaires. Ce fer intra-épithélial est essentiellement inconstant. Certaines préparations en sont dépourvues totalement, d'autres en sont riches, mais, même dans celles-ci, il n'est présent qu'au niveau de certains groupes de trois à six cellules ou plus, interrompus par de larges zones dont il est absent.

Dans l'axe conjonctif de la villosité, et seulement au niveau de son tiers supérieur, on rencontre fréquemment des structures colorées par la méthode. De nombreuses villosités en sont dépourvues et jamais on n'en observe dans la zone des cryptes de Lieberkuhn. Elles siègent dans les cellules réticulaires, sous forme d'amas de très gros calibre, multiples, occupant plus ou moins complètement la cellule, la surchargeant parfois à tel point que le cytoplasme et éventuellement le noyau demeurent invisibles. La teinte de ces structures varie du bleu franc au gris discrètement bleuâtre. La position des cellules porteuses de fer est variable : immédiatement sous-épithéliale, ou plus près de l'axe de la villosité, juxtavasculaire ou éloignée des vaisseaux.

En dehors de ces cellules réticulaires, des grains de fer peuvent être observés, mais moins fréquemment cependant dans les cellules des endothéliums capillaires. Il s'agit de structures beaucoup plus petites mais nettement moins fines que les granulations intra-épithéliales, isolées ou groupées et formant, alors, volontiers une figure d'aspect moniliforme dans ce cytoplasme très aplati. Elles peuvent être présentes, soit dans les parois des capillaires sous-épithéliaux, soit, et peut-être plus fréquemment, dans celles des capillaires ou veinules plus médianes.

Très rarement a-t-on vu des grains semblables dans l'endothélium du chylifère central.

Chez *l'animal scorbutique*, les mêmes faits sont retrouvés et le fer intra-épithélial ou celui de l'axe conjonctif revêt exactement le même aspect et présente les mêmes localisations. En ce qui concerne le fer intra-réticulaire cependant, il existe une différence quantitative très appréciable : la plupart des villosités en sont porteuses et, dans chaque villosité, la charge en fer est plus marquée. On peut rencontrer, rarement il

est vrai, des éléments histiocytaires chargés de fer dans la zone des cryptes de Lieberkuhn.

Les différentes images observées chez l'animal normal et chez le scorbutique appellent quelques remarques. Le passage intra-épithélial est le même dans les deux cas. Si le fer est visible dans la partie apicale de la cellule par la méthode au bleu de Prusse, c'est qu'on est en présence d'hémosidérine. Cette technique ne colore pas la ferritine et l'on sait que c'est sous cette forme qu'il est surtout trouvé dans la muqueuse intestinale. Aussi sa disparition à partir de la zone nucléaire de la cellule est-elle sans doute le fait de la transformation de l'hémosidérine en ferritine.

Dans l'axe conjonctif, dont Maximow comparait la structure histologique à celle d'un organe hématopoïétique, l'existence d'un fer intra-histiocytaire oblige à poser la question du rôle de la cellule réticulaire dans son absorption. N'est-elle qu'une étape préalable à sa migration vers le sang, le métal s'y accumulant plus ou moins avant de poursuivre sa route, celle-ci pouvant éventuellement comporter aussi une étape endothéliale ? Est-elle, en plus, un véhicule qui irait mettre en contact ce fer avec un endothélium capillaire qu'il franchirait pour pénétrer dans la circulation sanguine, peut-être même parfois lymphatique ? Une migration éventuelle de la cellule réticulaire mobilisée permettrait-elle un passage sanguin ailleurs que dans la villosité, son fer prenant alors une forme non colorable au bleu de Prusse puisque cette méthode employée ici n'en montre que dans la partie supérieure de la villosité ? Tous ces points méritent d'être précisés. On se rappellera cependant, pour ce qui concerne ce dernier point, que le fer en dépôt dans d'autres cellules réticulo-histiocytaires de l'organisme (splénocytes de la rate et leurs représentants hépatiques, les cellules de Kupffer) et colorable par le bleu de Prusse paraît persister sous cette forme lors de la migration de la cellule qui le porte.

Quoi qu'il en soit, bornons-nous à constater ici la présence d'une étape réticulaire pour une partie au moins de fer absorbé. Cette constatation est importante car le comportement de cette cellule vis-à-vis du fer implique peut-être son rôle dans la régulation du passage intestinal du métal.

L'accumulation considérable de fer réticulaire dans la villosité du cobaye scorbutique permet peut-être déjà d'examiner un cas particulier de cette régulation. De nombreux travaux ont montré la richesse de la muqueuse intestinale en acide ascorbique ([2]), ([3]) et le rôle favorisant de cette substance dans l'absorption du fer ([4]). Notre expérimentation permet de préciser que le trouble de l'absorption qu'on a pu remarquer en l'absence de cette vitamine n'intervient vraisemblablement pas au niveau de l'épithélium, puisque les granulations ferriques y sont aussi fréquemment rencontrées chez l'animal scorbutique que chez l'animal normal. Par contre,

la comparaison avec le comportement d'autres cellules réticulaires ou histiocytaires de l'organisme (splénocytes, cellules de Kupffer) qui en l'absence d'acide ascorbique se surchargent de fer, permet peut-être de penser que la carence agit de la même façon sur la cellule réticulaire de la villosité, en provoquant une rétention ferrique, un défaut de mobilisation, expliquant ainsi les troubles d'absorption signalés au cours du scorbut expérimental ([5]), ([6]).

(*) Séance du 10 mars 1958.

([1]) R. ROCCA DE VIÑZAS et E. ALONSO DEL CAMPO, *Rev. Hémat.*, 1957, 5, p. 635.

([2]) A. GIROUD, C. P. LEBLOND et S. GALELOVITCH, *C. R. Assoc. Anat.*, Bruxelles, mars 1934.

([3]) S. S. ZILVA, *Biochem. J.*, 1935, 29, p. 100.

([4]) W. N. M. RAMSAY, *Biochem. J.*, 1953, 53, p. 227.

([5]) L. D. GREENBERG et J. F. RINEHART, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 88, 1955, p. 325.

([6]) E. C. PROEHL et C. MAY, *Blood*, 7, 1952, p. 671.

(*Laboratoire d'Histologie de la Faculté de Médecine de Lyon et Institut National d'Hygiène.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Action chez la Ratte de différents équilibres hormonaux sur l'ovo-implantation et la vie latente de l'œuf.* Note (*) de M. **GASTON MAYER**, Mme **ANNE-JOSETTE THÉVENOT-DULUC** et M. **JEAN-MARIE MEUNIER**, présentée par M. Robert Courrier.

Chez des Rattes castrées et surrénalectomisées au 4e jour de la grossesse et ne recevant aucun traitement hormonal du 4e au 10e jour, des œufs peuvent survivre à l'état libre dans l'utérus, jusqu'à ce que l'administration de progestérone et d'œstradiol leur permette de s'implanter. Chez les Rattes injectées de progestérone seule ou associée à la cortisone ou à la désoxycorticostérone, certains œufs s'implantent à la date normale, d'autres restent en phase latente.

Les nidations retardées [*cf.* R. Courrier ([1]), R. Kehl ([2])] peuvent être provoquées par la lactation de nombreux petits [F. Lataste ([3]), C. K. Weichert ([4]), R. H. Krehbiel ([5]), S. Bloch ([6])], par des brûlures de la peau chez des Rattes gravides et n'allaitant que deux petits [R. Canivenc et G. Mayer ([7])], par l'ovariectomie au 2e jour de la grossesse suivie de l'administration de doses sous-liminaires de progestérone [Y. Chambon ([8])], par la castration au 3e jour [R. L. Cochram et R. K. Meyer ([9])] ou au 4e jour de la grossesse suivie [R. Canivenc et M. Laffargue ([10]); R. Canivenc, M. Laffargue et G. Mayer ([11])] ou non [R. Canivenc et M. Laffargue ([12])] par l'administration de progestérone. Quelle que soit la technique utilisée pour obtenir des ovo-implantations retardées, leur analyse exige l'examen de trois phénomènes; l'absence de nidation de l'œuf à la date normale, la survie de l'œuf en période de vie latente, et enfin la nidation au terme de cette dernière phase.

La présente Note examine le rôle de différents équilibres hormonaux sur l'absence de nidation à la date normale et sur la survie des œufs à l'état libre dans l'utérus, jusqu'à ce que les conditions hormonales soient à nouveau favorables pour l'ovo-implantation. Pour éviter, au cours de cette analyse du mécanisme de la nidation retardée, des modifications incontrôlables au sein de l'équilibre hormonal, nous avons opéré sur des rattes gravides, castrées et surrénalectomisées, et recevant des associations variées d'hormones ovariennes et corticosurrénales administrées à doses constantes.

Méthode expérimentale. — Le principe des expériences est le suivant : des rattes dont le 1er jour de la grossesse est fixé par la découverte du bouchon vaginal, sont ovariectomisées et surrénalectomisées le 4e jour de la gravidité. A partir de ce moment et jusqu'au 10e jour, ces animaux reçoivent des traitements hormonaux différents, suivant les séries expérimentales. Le 10e jour de la grossesse, les rattes sont laparatomisées, pour vérifier si des œufs se sont implantés dans l'utérus; dans l'affirmative, ces animaux sont sacrifiés. Les animaux qui à la vérification ne présentent pas d'ovo-implantation, sont soumis à un traitement hormonal (5 ou 10 mg de progestérone associés respectivement à 0,25 μg ou 0,50 μg de benzoate d'œstradiol) qui s'est révélé efficace pour provoquer l'implantation d'œufs dont l'évolution a été arrêtée. Le fait que des œufs s'implantent après le traitement œstro-progestéronique, démontre que ces œufs sont restés vivants dans l'utérus pendant toute la période expérimentale. Les animaux sont sacrifiés en moyenne 5 ou 6 jours après le début du traitement révélateur. Les régions périrénales sont examinées histologiquement, pour détecter l'éventuelle présence de surrénales accessoires. Pendant toute la durée de l'expérience les animaux reçoivent de l'eau ordinaire et une nourriture standard sans supplément de chlorure de sodium.

Résultats. — Soixante-dix-neuf rattes ont été réparties en sept séries, suivant le traitement subi à partir du moment de la castration et de la surrénalectomie (c'est-à-dire du 4e jour) jusqu'au 10e jour après le rapprochement sexuel, date de la vérification des ovo-implantations.

1° Les rattes ne recevant aucun traitement hormonal pendant cette période ne présentent pas de grossesse en évolution au moment de la vérificatien. Pourtant certains œufs qui ne se sont pas implantés au 6e jour, ne sont pas morts, mais ont survécu en état de vie latente : le traitement œstro-progestéronique peut en effet provoquer l'apparition d'ovo-implantations dont la taille et la structure histologique correspondent à celles d'une grossesse d'environ 8 jours, bien que chez ces animaux l'insémination ait eu lieu 15 jours avant le sacrifice.

2° Les rattes recevant quotidiennement, du 4e au 10e jour, 1 mg d'acétate de cortisone associé à 0,5 mg d'acétate de désoxycorticostérone, ne pré-

sentent aucune ovo-implantation au moment de la vérification. Ces œufs ont pourtant survécu puisqu'ils s'implantent après inauguration du traitement révélateur.

Traitement 4ᵉ-10ᵉ jour.	Nombre d'animaux expérimentés.	Nombre d'animaux vivants au 10ᵉ jour.	Ovo-implantations spontanées au moment de la vérification (10ᵉ jour). Nombre d'animaux présentant des implantations.	Ovo-implantations spontanées au moment de la vérification (10ᵉ jour). Nombre total d'ovo-implantations.
0	15	9	0	0
$C_1 + D_{0,5}$	9	9	0	0
$P_{2,5}$	11	11	6	30
P_{10}	13	12	5	32
$P_{2,5} + C_1$	9	8	2	17
$P_{2,5} + D_{0,5}$	12	11	4	26
$P_{2,5} + C_1 + D_{0,5}$	10	10	3	7

	Nombre d'animaux ne présentant pas d'implantation au 10ᵉ jour et traités par P + F.	Nombre d'animaux vivants au 15ᵉ jour.	Ovo-implantations provoquées par le traitement inauguré à partir du 10ᵉ jour. (P + F). Nombre d'animaux présentant des implantations au moment du sacrifice (le 15ᵉ jour).	Ovo-implantations provoquées par le traitement inauguré à partir du 10ᵉ jour. (P + F). Nombre total d'ovo-implantations au moment du sacrifice (le 15ᵉ jour).
0	9	5	4	10
$C_1 + D_{0,5}$	9	7	5	20
$P_{2,5}$	5	5	3	22
P_{10}	7	7	3	24
$P_{2,5} + C_1$	6	6	2	19
$P_{2,5} + D_{0,5}$	7	7	6	31
$P_{2,5} + C_1 + D_{0,5}$	7	7	5	17

C, acétate de cortisone : 1 mg par jour (C_1);
D, acétate de désoxycorticostérone : 0,5 mg par jour ($D_{0,5}$);
P, progestérone : 2,5 mg ($P_{2,5}$) ou 10 mg (P_{10}) par jour;
(P + F), progestérone 10 mg + œstradiol 0,5 µg/jour; progestérone 5 mg + œstradiol 0,25 µg/jour.

3° Les rattes injectées tous les jours de progestérone présentent des ovo-implantations dans environ la moitié des cas, que l'hormone soit administrée à la dose quotidienne de 2,5 mg ou de 10 mg. Chez certains animaux qui ne présentent pas de nidation au 10ᵉ jour, des blastocystes libres sont restés dans l'utérus et s'implantent après l'administration de progestérone et d'œstradiol.

4° L'administration, du 4ᵉ au 10ᵉ jour, de progestérone et de corticostéroïdes, donne des résultats variables. Dans toutes les séries expérimentales associant la dose quotidienne de 2,5 mg de progestérone, soit à 1 mg d'acétate de cortisone, soit à 0,5 mg d'acétate de désoxycorticostérone,

soit aux deux corticostéroïdes aux doses précitées, on trouve certains animaux présentant au 10e jour, quelques nidations ovulaires macroscopiquement et histologiquement normales; chez d'autres rattes de ces trois séries, dont la vérification a été négative, de nombreux œufs sont restés en phase d'arrêt et ne se sont implantés qu'après l'instauration du traitement œstro-progestéronique à partir du 10e jour.

En somme, certains œufs peuvent survivre à l'état libre dans l'utérus d'animaux castrés et privés de glandes surrénales, dont on connaît pourtant le rôle vital dans différents métabolismes. Ils peuvent également survivre chez des animaux castrés et surrénalectomisés recevant de la cortisone et de la désoxycorticostérone aux doses utilisées.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) *Endocrinologie de la gestation*, Masson, Paris, 1945.

(2) *Bull. Assoc. Gynéc. et Obstétr.*, 2, 1950, p. 76.

(3) *Recherches de Zooéthique sur les Mammifères de l'ordre des Rongeurs*, Vital Raoul Lataste, Cadillac-sur-Garonne, 1887.

(4) *Anat. Rec.*, 77, 1940, p. 31.

(5) *Anat. Rec.*, 81, 1941, p. 381.

(6) *Schweiz. Med. Wochschr.*, 82, 1952, p. 632.

(7) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1273.

(8) *C. R. Soc. Biol.*, 143, 1949, p. 753.

(9) *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 96, 1957, p. 155.

(10) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2857.

(11) *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 2208.

(12) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1752.

ENDOCRINOLOGIE. — *Destinée des blastocystes et des corps jaunes issus du coït* post partum *chez le Blaireau européen* Meles Meles *L.* Note (*) de M. **René Canivenc**, présentée par M. Robert Courrier.

En s'opposant à l'apport de nouvelles générations ovulaires par la ligature de la trompe utérine chez la femelle de Blaireau, on démontre que les blastocystes issus du coït *post partum* peuvent encore s'implanter 10 mois après. Les corps jaunes progestatifs issus du coït *post partum* se transforment en corps jaunes gestatifs au moment de l'ovo implantation.

Chez les Mammifères, des règles chronologiques précises conditionnent l'importance des différentes périodes de la gravidité et le rapport phase de la vie fixée/phase de vie libre est bien établi pour chaque espèce. Chez certains Mammifères présentant une nidation tardive (espèces à nidation retardée et espèces à nidation différée) [*cf.* F. Lataste (1), R. Courrier (2), R. Kehl (3), G. Mayer (4), R. Canivenc (5)], la phase de vie libre prend une ampleur considérable, dépassant largement l'importance de la vie fixée

[*cf*. R. K. Enders [6], P. Eckstein et S. Zuckermann [7]]. Pour tenter d'élucider les problèmes que posent la physiologie génitale de ces espèces à nidation tardive, nous avons porté notre choix sur le blaireau dont la physiologie génitale bien qu'encore mal connue est caractérisée par l'existence d'une nidation différée [E. Fischer [8], H. Prell [9], G. W. D. Hamlett [10], R. J. Harrisson et E. Neal [11]].

Dans une première série de travaux [R. Canivenc et M. Laffargue [12]], nous avons montré que les femelles de blaireau accouchent en fin janvier-début février et acceptent le mâle immédiatement après l'accouchement; 80 % des femelles possèdent des blastocystes libres intra-utérins. Nous n'avions cependant aucune preuve que les blastocystes rencontrés au cours de la période de vie libre (de février à décembre) étaient capables de s'implanter et d'aboutir à des nouveau-nés viables. On pouvait penser, en effet, que ces blastocystes longtemps restés en état de latence involuaient et étaient remplacés par une nouvelle génération. Il fallait donc expérimentalement s'opposer à l'éventuelle arrivée de nouveaux ovules. Nous n'avions également pas de preuves que les corps jaunes rencontrés de février à décembre pendant que les blastocystes sont libres dans l'utérus provenaient de corps jaunes issus du coït *post partum*. Ces corps jaunes se maintenaient-ils pendant toute la phase de vie libre auxquels cas ils correspondaient à des corps jaunes progestatifs, se transformaient-ils en corps jaunes gestatifs au moment de l'ovo-implantation, ou bien y avait-il mise en place de nouveaux corps jaunes destinés à assurer la gestation ?

L'étude de ces deux problèmes, l'un permettant de savoir quel est l'avenir des blastocystes libres, l'autre de savoir si le corps jaune gestatif provient du corps jaune mis en place peu de temps après l'accouchement, a été rendue possible par une seule expérience. Il suffisait en effet théoriquement, d'une part, de ligaturer peu après le coït *post partum*, la trompe utérine et de s'opposer ainsi à l'apport de nouveaux œufs; d'autre part, de marquer les corps jaunes afin de pouvoir les reconnaître lorsque l'œuf se fixerait à la muqueuse utérine.

Une première partie de cette expérience a été réalisée en mai 1956. Deux femelles adultes de blaireau ont été capturées le 6 et le 10 mai 1956. Chez ces animaux, les blastocystes intra-utérins étaient alors en phase de vie libre. Ces femelles ont été opérées en milieu aseptique, par voie dorso-latérale et l'on a ligaturé les trompes utérines au niveau de l'ostium utérinum en respectant les vaisseaux utérins. Ces deux femelles et leurs partenaires : deux mâles et trois petits, ont été transportés à 40 km de leur lieu de capture et relâchés dans un terrier inhabité depuis plusieurs années. Une surveillance régulière s'est effectuée jusqu'en décembre 1956, époque à laquelle on a à nouveau capturé tous les animaux, sauf une des

femelles opérées qui avait été détruite au cours d'une battue effectuée dans la forêt où se trouvait son terrier. L'autre femelle opérée a pu être explorée et l'on a retrouvé dans l'utérus les blastocystes libres encore non implantés à cette période, mais qui avaient augmenté de taille et mesuraient 4 mm de diamètre. Ainsi donc les blastocystes rencontrés en décembre sont bien ceux issus du coït *post partum*, mais le problème de juger leur possibilité d'implantation et de transformation fœtale restait encore posé, de même que celui de l'identification des corps jaunes.

Nous avons repris cette expérience en 1957.

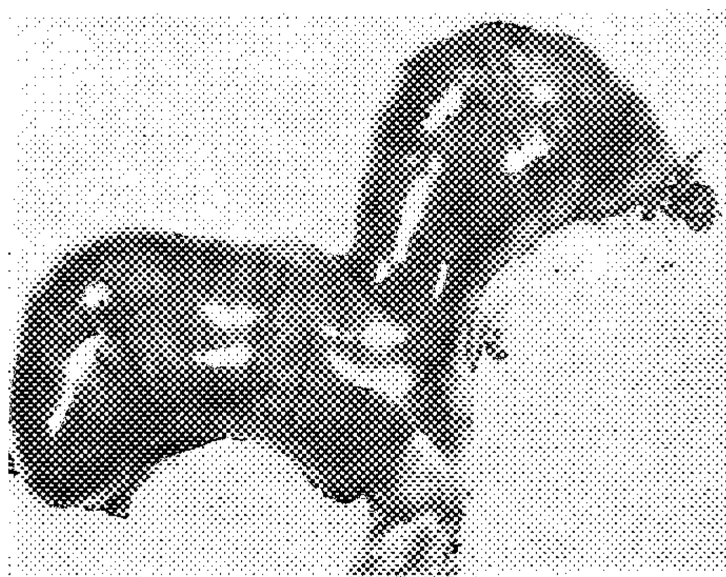


Fig. 1.

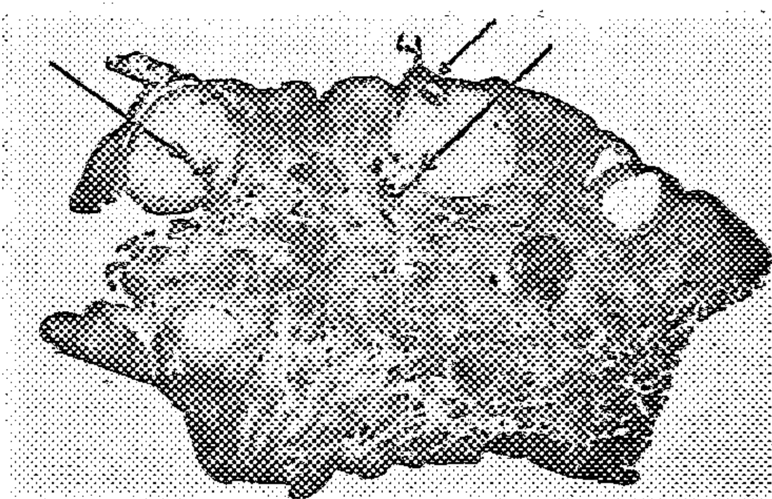


Fig. 2.

Fig. 1. — Utérus gravide de femelle ligaturée au printemps.
Fig. 2. — Corps jaunes gestatifs marqués au printemps.

Le 25 mai 1957, une femelle était capturée et opérée immédiatement par voie dorso-latérale; on extériorisait les ovaires, la bourse ovarienne était ouverte et l'on passait à travers tous les corps jaunes reconnaissables (quatre en tout) un fil de soie n° 000 pour suture vasculaire. Enfin, on ligaturait comme dans l'expérience précédente la région tubo-utérine en respectant les vaisseaux afin de s'opposer à l'arrivée de nouvelles générations ovulaires. La femelle était relâchée dans un terrier inhabité depuis plusieurs années à environ 50 km de son lieu de capture. Une surveillance régulière était exercée par un chasseur expérimenté pour vérifier le maintien de l'animal dans le terrier. Cette surveillance dura huit mois. Le 12 janvier 1958, on capturait à nouveau la femelle et on la mit dans une cage où, deux jours plus tard, elle donnait naissance à un petit blaireau vivant de 100 g. On sacrifiait immédiatement la mère. On notait la présence d'un utérus gravide non encore évacué dans lequel se trouvaient deux fœtus de 14 cm (*fig.* 1). Au niveau des ovaires, on retrouvait les fils passés en mai, embrochant encore trois corps jaunes qui avaient considérablement augmenté de taille (*fig.* 2), mais qui présentaient déjà quelques signes d'involution. Ceci montrait la proximité du terme. Aucun corps jaune

en dehors de ceux qui avaient été marqués n'existaient dans l'ovaire, mais un des fils traversait la région corticale, sans intéresser de formation lutéale.

Ces deux expériences montrent que les blastocystes issus du rapprochement sexuel *post partum* ne sont pas éliminés, mais qu'ils sont maintenus *in utero* durant dix mois. La phase de vie libre des œufs fécondés est ainsi considérable dans cette espèce, mais ils restent cependant capables de s'implanter et d'aboutir à une gestation chronologiquement et morphologiquement normale.

Elles montrent également que les corps jaunes mis en place au moment du coït *post partum* sont en réalité des corps jaunes progestatifs; ils persistent durant la phase de vie libre, et, plus tard, ils deviennent des corps jaunes gestatifs. Le passage de l'état progestatif à l'état gestatif du corps jaune s'effectue aux environs de la phase d'ovo-implantation.

Dans nos conditions expérimentales, la vie fixée ne nécessite donc pas l'apparition de nouveaux corps jaunes. Dans leurs observations, R. J. Harrisson et E. Neal [13] ont cependant identifié morphologiquement deux générations de corps jaunes aux environs d'octobre chez le blaireau. Les raisons de cette discordance des résultats restent à découvrir.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) *Recherches de Zooéthique sur les Mammifères de l'ordre des Rongeurs*, Vital Raoul Lataste, Cadillac, 1887.

(2) *Endocrinologie de la gestation*, Masson, Paris, 1945.

(3) *Bull. Assoc. Gynéc. et Obstr.*, 2, 1950, p. 75.

(4) *C. R. Assoc. Anat.*, 40, 1953, p. 21.

(5) *Annales d'Endocrinologie*, 18, 1957, p. 716.

(6) *Gestation, Transactions of the second conference*, Josiah Macy, J. R. Foundation, 1955, p. 113.

(7) Reproduction in mammals *in : Comparative physiology of reproduction*, Memoirs of the Society for Endocrinology, Cambridge University Press, 4, 1955.

(8) *Verh. Anat. ges. Jena*, 40, 1931, p. 22.

(9) *Zool. Anz. Leipzig*, 87, 1930, p. 273.

(10) *Anat. Rec.*, 53, 1932, p. 283.

(11) *Nature*, 177, 1956, p. 977.

(12) *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 1193.

ENDOCRINOLOGIE. — *Influence de la décapitation du fœtus de Rat sur la teneur en acide ascorbique de ses surrénales. Action de la corticostimuline.* Note de Mlle **Alia Cohen**, présentée par M. Robert Courrier.

Chez les fœtus de Rat décapités à 18 jours, le taux d'acide ascorbique surrénalien ne s'accroît plus dans les jours suivants : il est, à 21 jours, très inférieur à celui des témoins. La corticostimuline administrée au fœtus au moment de la décapitation peut, dans certaines conditions, rétablir à la normale, le taux d'acide ascorbique surrénalien.

Le taux de l'acide ascorbique dans les surrénales du Rat adulte a surtout été étudié en relation avec l'activité corticostimulante de l'hypophyse ([1]).

On sait que chez l'embryon de Souris, de Rat et de Lapin l'hypophyse stimule le cortex surrénal car la destruction de l'hypophyse par les rayons X ([2]), ou son ablation par décapitation ([3]), ([4]) provoque une atrophie surrénalienne qu'il est possible de prévenir par l'administration de corticostimuline ([5]), ([6]).

Chez l'embryon de Poulet, l'hypophysectomie par décapitation empêche une accumulation normale d'acide ascorbique dans la surrénale ([7]); d'autre part, la corticostimuline provoque une chute du taux de vitamine C ([8]).

Dans une Note antérieure ([9]), nous avons constaté que le taux d'acide ascorbique dans les surrénales du fœtus de Rat croît de 17 à 21 jours post coïtum (p. c.)

Au cours de recherches, dans le cadre de l'étude des corrélations entre l'hypophyse et différentes glandes endocrines du fœtus, effectuées dans le laboratoire du Professeur Jost, nous avons pratiqué des dosages d'acide ascorbique sur des surrénales d'embryons de Rat, privés d'hypophyse par décapitation; d'embryons décapités et injectés de corticostimuline.

Les expériences portent sur 19 rattes blanches provenant d'un élevage homogène (Charentes-Maritimes) et recevant toutes la même nourriture (biscuits Causse). L'âge des embryons est connu par la méthode des frottis vaginaux. Les rattes sont opérées à 18 jours p. c. sous anesthésie à l'éther, et 2 ou 3 fœtus décapités par portée; 15 embryons reçoivent, au moment de la décapitation, une injection de corticostimuline (450 à 1000 μg d'hormone corticotrope, Organon) en suspension dans l'huile d'olive neutre.

Les femelles sont sacrifiées à 21 jours p. c. On prélève les surrénales de la mère et des fœtus décapités ainsi que d'un ou deux témoins par portées. Les glandes sont pesées et l'acide ascorbique dosé par la méthode de Roe et Kuether ([10]).

1. Chez les embryons décapités à 18 jours, sacrifiés à 21 jours, le poids des surrénales et la quantité d'acide ascorbique qu'elles contiennent sont tous deux considérablement diminués par rapport aux témoins de 21 jours : ils sont même plus faibles qu'au moment de la décapitation.

Le taux d'acide ascorbique rapporté à 100 mg de surrénales est aussi très abaissé chez les embryons décapités par rapport aux témoins de 21 jours, il correspond au taux d'acide ascorbique qui existait dans les surrénales fœtales au moment de la décapitation, à 18 jours (*voir* tableau).

2. Chez les embryons décapités à 18 jours et injectés en même temps de corticostimuline, le poids des surrénales, la quantité d'acide ascorbique qu'elles contiennent, et le taux d'acide ascorbique rapporté à 100 mg de glandes sont toujours plus élevés à 21 jours que chez les décapités non injectés.

Embryons (*).	Age des embryons.	Poids de deux surrénales fœtales (mg). Valeurs moyennes.	Valeurs extrêmes.	Valeur moyenne de la quantité d'acide ascorbique contenue dans deux surrénales fœtales (µg pour deux surrénales ±σ).	Valeur moyenne du taux d'acide ascorbique dans les surrénales fœtales (µg pour 100 mg de surrénales ±σ).
Témoins (**)......	Sacrifiés à 18 j 1/2	1,35 [32]	1,10 à 1,65	2,80 ± 0,38	208 ± 24
Témoins.........	Sacrifiés à 21 j 1/2	2,36 [25]	1,9 à 3,0	7,8 ± 1,4	328 ± 28
Décapités à 18 j 1/2.	Sacrifiés à 21 j 1/2	1,03 [21]	0,85 à 1,26	2,0 ± 0,3	196 ± 36
Décapités à 18 j 1/2 injectés de corticostimuline.....	Sacrifiés à 21 j 1/2	Groupe I : 1,68 [4]	1,35 à 1,8	4,7 ± 0,6	282 ± 24
		» II : 2,5 [7]	2,2 à 3,0	3,2 ± 0,7	329 ± 27
		» III : 4,0 [4]	3,4 à 4,7	10,5 ± 1,9	261 ± 16

[ ] Nombre d'embryons utilisés.
(*) Le taux moyen d'acide ascorbique dans les surrénales maternelles est de 292 µg pour 100 mg de surrénales.
(**) Résultats déjà publiés (9).

Le poids des surrénales se montre cependant plus variable chez les embryons décapités injectés que chez les témoins. Il varie de 1,3 à 4,7 mg chez les décapités injectés de corticostimuline, et de 1,9 à 3,0 mg chez les témoins des mêmes portées. Parmi les fœtus décapités injectés de corticostimuline nous pouvons distinguer trois groupes de surrénales, de poids inférieur, égal, et supérieur à celui des témoins.

Groupe I : surrénales ayant un poids inférieur à celui des témoins, c'est-à-dire inférieur à 1,9 mg : taux d'acide ascorbique inférieur à la normale.

Groupe II : surrénales ayant un poids égal à celui des témoins, c'est-à-dire compris entre 1,9 et 3,0 mg : taux d'acide ascorbique normal.

Groupe III : surrénales ayant un poids supérieur à celui des témoins, c'est-à-dire supérieur à 3,0 mg, taux d'acide ascorbique plus faible que les témoins.

L'hypophyse semble nécessaire à l'accumulation normale de l'acide ascorbique dans les surrénales fœtales du Rat : la privation d'hypophyse par décapitation à 18 jours entraîne une diminution du taux d'acide ascorbique surrénalien à 21 jours, ainsi qu'une forte diminution du poids des surrénales. Une injection de corticostimuline capable de rétablir à la normale le poids des surrénales d'embryons décapités rétablit également à la normale le taux d'acide ascorbique surrénalien. Les embryons décapités dont les surrénales n'ont pas atteint un poids normal malgré l'injection de corticostimuline, ont un taux d'acide ascorbique inférieur à la normale, les fœtus n'ayant sans doute pas eu à leur disposition une quantité suffisante de corticostimuline (dose injectée trop faible, produit ressorti ou

mal résorbé). Lorsque les surrénales des fœtus décapités sont hypertrophiées par rapport à celles des témoins, le taux d'acide ascorbique est réduit, probablement par suite de la surcharge de l'organisme fœtal en corticostimuline, comme c'est le cas chez l'adulte (1). Notons d'ailleurs qu'une injection de corticostimuline à six embryons entiers de 21 jours, 1 h avant de les sacrifier, provoque une forte chute du taux d'acide ascorbique surrénalien (en moyenne 200 μg pour 100 mg de glandes chez les injectés au lieu de 322 μg pour 100 mg de glandes chez les témoins) quoique le poids moyen des surrénales ne soit guère modifié. Jones et coll. (11) ont obtenu également chez l'embryon de Rat une chute du taux d'acide ascorbique surrénalien en injectant de fortes doses de corticostimuline à la mère.

(1) G. Sayers et M. A. Sayers, *Physiol. Rev.*, 30, 1950, p. 244.
(2) A. Raynaud et M. Frilley, *C. R. Soc. Biol.*, 141, 1947, p. 658.
(3) L. J. Wells, *Proc. Soc. Exp. Biol. and Med.*, 68, 1948, p. 487.
(4) A. Jost, *C. R. Soc. Biol.*, 142, 1948, p. 273.
(5) L. J. Wells, *Anat. Rec.*, 103, 1949, p. 563.
(6) A. Jost, *Biol. Med.*, 40, 1951, p. 205.
(7) J. F. Case, *Ann. New York Acad. Sc.*, 55, 1952, p. 147.
(8) C. I. Parhon, L. Laurian, M. Balaceanu et N. Albu, *Stut. Cerc. Endocrinol. Roman.*, 7, 1956, p. 295.
(9) A. Cohen, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 166.
(10) J. H. Roe et C. A. Kuether, *J. Biologic. Chem.*, 147, 1943, p. 399.
(11) J. M. Jones, C. W. Lloyd et T. C. Wyatt, *Endocrinology*, 53, 1953, p. 182.

(Laboratoire de Physiologie comparée, Faculté des Sciences, Paris.)

NUTRITION. — *Utilisation d'une méthode de perfusion pour la mise en évidence de l'absorption des vitamines* B *chez le Mouton normalement alimenté.* Note (*) de MM. **Alain Rerat, Henri Le Bars** et **Jean Molle**, transmise par M. Maurice Lemoigne.

En utilisant comme test d'absorption l'enrichissement en vitamines d'un sang étranger utilisé en perfusion, on peut mettre en évidence la résorption de la niacine, de l'acide pantothénique et de la vitamine B_{12} au niveau de l'intestin grêle, mais non du rumen, dans le cas d'un contenu digestif normal.

Lors de nos études précédentes (1) sur les synthèses microbiennes effectuées chez le Mouton, il avait été impossible de mettre en évidence les modalités d'absorption des vitamines B par l'analyse directe des sangs veineux correspondants aux différents segments du tube digestif et cela, même au niveau de l'intestin grêle, lieu privilégié de la résorption des métabolites. Dans nos essais, les taux vitaminiques du système porte demeuraient identiques à ceux du sang de la circulation générale. Deux hypothèses peuvent expliquer ce fait : ou bien la résorption des vitamines

s'effectue par une autre voie que le sang; ou bien la constance des vitaminémies résulte de la disproportion entre la rapidité du débit sanguin et la lenteur de la résorption. Pour résoudre le problème nous avons utilisé un artifice expérimental. Au lieu de laisser le sang porte revenir dans la circulation générale, nous l'avons obligé à irriguer une portion donnée du tube digestif sans passer par d'autres organes. De cette façon, une absorption au niveau d'un organe doit se traduire par une concentration vitaminique dans le sang de perfusion. Nous avons employé à cette fin un cœur-poumon artificiel formé de l'assemblage d'une pompe et d'un réchauffeur-oxygénateur. Le sang introduit dans l'appareil est prélevé sur un autre Mouton et sa teneur vitaminique est déterminée en début et en fin d'expérience. La méthode proprement dite faisant l'objet d'une publication particulière ([2]), nous ne parlerons ici que des résultats obtenus au niveau de l'intestin grêle et du rumen.

Intestin grêle. — La perfusion est réalisée sur une anse de la portion terminale de 4 à 6 m de long, isolée du point de vue circulatoire et dont le transit digestif est conservé. Six expériences de ce type, de durée variable (1 à 2 h) ont été réalisées. Leurs résultats sont très homogènes et il suffit d'en rapporter l'une d'elles (tableau I)

TABLEAU I.

Variation du taux vitaminique du sang perfusé au niveau de l'intestin.

Sang.	B_1 (µg/ml).	B_2 (µg/ml).	PP (µg/ml).	PCa (µg/ml).	B_{12} (µg/l).
Avant perfusion	0,095	0,242	10,35	0,277	3,67
Après perfusion	0,099	0,209	17,10	0,315	4,44

Au niveau de l'intestin grêle, il est donc possible par cette méthode de mettre en évidence l'absorption de certaines vitamines B mais non de toutes : la niacine, l'acide pantothénique et la vitamine B_{12} sont résorbées; par contre, il n'y a pas d'enrichissement du sang de perfusion en thiamine, ni en riboflavine. Ce dernier point est assez surprenant et nous devons pour l'instant nous borner à l'enregistrer.

Rumen. — Il est procédé comme pour l'intestin grêle. Cinq expériences de ce type ont été poursuivies. Les résultats de l'une d'entre elles, représentative de toutes les autres, sont rapportés dans le tableau II.

TABLEAU II.

Variation du taux vitaminique du sang perfusé au niveau du rumen.

Sang.	B_1 (µg/ml).	B_2 (µg/ml).	PP (µg/ml).	PCa (µg/ml).	B_{12} (µg/l).
Avant perfusion	0,105	0,129	19,7	0,300	5,44
Après perfusion	0,102	0,129	17,5	0,343	5,29

Il ne se manifeste aucune élévation des teneurs vitaminiques du sang perfusé à travers le rumen, ce qui laisse supposer qu'à ce niveau il n'y a pas d'absorption des vitamines dans le cas d'un contenu digestif normal.

Pour comprendre la signification des résultats précédents, il faut les confronter avec les teneurs vitaminiques du tube digestif chez le même animal (tableau III).

TABLEAU III.

Teneur en vitamines du contenu digestif (en μg/g humide).

Organe.	B_1.	B_2.	PP.	P Ca.	B_{12} (par litre).
Intestin grêle...........	0,382	0,720	2,575	3,537	45,5
Rumen.................	1,043	1,480	7,369	2,126	167

D'une manière générale, la teneur en vitamines est nettement plus élevée dans le rumen que dans l'intestin grêle. Cependant, l'étude du sang de perfusion montre qu'il n'y a pas d'absorption au niveau du premier de ces organes.

En résumé, en utilisant un artifice expérimental on peut mettre en évidence la résorption de certaines vitamines B dans l'intestin grêle, mais non dans le rumen. Il faut en déduire que chez le Mouton normalement alimenté, les lieux d'absorption ne correspondent pas au lieu des synthèses les plus actives. Nous trouvons donc la confirmation des présomptions apportées précédemment par l'emploi d'une méthode indirecte ([1]) et tout porte à croire que dans les conditions habituelles d'alimentation chez le Ruminant comme chez le Monogastrique, l'intestin grêle représente le lieu d'absorption le plus important des vitamines du groupe B.

(*) Séance du 17 mars 1958.

([1]) A. RERAT, H. LE BARS et R. JACQUOT, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 679.

([2]) H. LE BARS, J. MOLLE, A. RERAT et H. SIMONNET, Communication à l'Académie Vétérinaire (sous presse).

CYTOLOGIE. — *Sur la structure du plexus d'Auerbach de la Souris étudié au microscope électronique.* Note de M. JACQUES TAXI, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

L'étude au microscope électronique du plexus d'Auerbach a permis de préciser la structure et les rapports des gliocytes accompagnant les éléments nerveux. De nombreuses synapses avec apposition directe des membranes ont pu être observées au niveau des corps des neurones.

Ce que l'on connaît aujourd'hui de la structure du plexus d'Auerbach repose essentiellement sur l'utilisation des méthodes d'imprégnation argentique, et l'on sait que les meilleures ne permettent malheureusement pas

de préciser les rapports des fibres nerveuses avec les autres éléments du plexus, ni même de mettre en évidence les plus fines d'entre elles. Grâce à la microscopie électronique, il est devenu possible d'étudier après de bonnes fixations tous les constituants des travées de ce plexus, la grosse difficulté devenant cette fois leur identification.

Ces travées ont, quelle que soit leur taille, un type d'organisation semblable à celui des nerfs amyéliniques, tel qu'il a été décrit au microscope électronique par Gasser (1952) ([1]), confirmant dans ses grandes lignes l'interprétation de Nageotte (1922) ([2]). Une travée comporte toujours des fibres nerveuses, souvent en grand nombre et parfois un ou plusieurs corps de neurones et de gros dendrites. Tout l'espace situé entre les constituants nerveux est occupé par une glie satellite en tous points semblable aux gaines de Schwann des nerfs périphériques (*fig.* 1, 2, 3). Le cytoplasme glial se reconnaît à sa pauvreté en inclusions osmiophiles (*fig.* 2). Il contient quelques mitochondries, souvent plus nombreuses dans les zones périnucléaires, et des vésicules éparses, de forme et de taille variées, bordées d'une couronne souvent discontinue de grains osmiophiles.

Les neurones et les gros dendrites se reconnaissent à leur taille et à l'aspect de leur cytoplasme, très riche en inclusions osmiophiles (Palay et Palade, 1955) ([3]). Par contre, nous manquons pour l'instant de critères pour distinguer parmi les éléments de faible calibre ce qui peut être axone, dendrite, névroglie, voire prolongement de cellules interstitielles de Cajal. Tous ces fins prolongements sont, quelle que soit leur nature, généralement groupés en faisceaux (*fig.* 1), où les couches osmiophiles limitant les éléments contigus ne sont séparées que par un espace clair de l'ordre de 100 Å.

Depuis longtemps le problème s'est posé du caractère cellulaire ou syncytial de l'organisation de la névroglie schwannienne des nerfs amyéliniques. Pour la fibre à myéline, des travaux récents, comme par exemple ceux de Uzman-Geren et Nogueira Graf (1957) ([4]), permettent de considérer comme établi que la gaine de Schwann est formée de cellules juxtaposées. Dans les travées du plexus, nous avons pu observer (*fig.* 1) des éléments schwanniens nucléés contigus parfaitement individualisés et séparés l'un de l'autre par une double membrane. De telles images permettent de conclure que la névroglie schwannienne des travées, comme celle des fibres myélinisées, a très probablement une organisation cellulaire.

En dehors des cellules névrogliques disposées entre les fibres des travées, il en est qui recouvrent les corps de neurones sur de larges surfaces. Mais il n'y a pas ici, comme dans les ganglions de la chaîne sympathique, de gliocytes périsomatiques différenciés (amphicytes). Sur ce point, l'insuffisance des méthodes d'étude de la microscopie ordinaire n'avait pas permis

jusqu'ici de se faire une opinion définitive. Nos observations nous ont montré, de manière très convaincante, que les mêmes cellules de Schwann entourent indistinctement fibres et neurones.

Sur d'autres parties du neurone, un feutrage de fibrilles collagènes peut être observé directement accolé à la membrane cellulaire. C'est là un fait en contradiction avec les idées d'un certain nombre d'auteurs et notamment de Nageotte, selon lesquels les neurones et leurs expansions n'entrent en contact qu'avec des éléments névrogliques.

Enfin, par de petites parties de leur surface, des neurones ou de gros dendrites sont en contact direct avec des prolongements d'autres cellules. Parmi ceux-ci, certains contiennent des inclusions à contour dense et centre clair, de taille comprise entre 200 et 700 Å, paraissant identiques aux vésicules synaptiques décrites simultanément par Palay et Palade (1954) ([5]) et De Robertis et Bennett (1954) ([6]) (*fig.* 4, 5, 6). La présence de ces vésicules rend extrêmement probable la nature nerveuse des structures qui les contiennent, le cytoplasme schwannien périneuronal n'en contenant jamais à notre connaissance. Par contre, comme nous l'avions déjà remarqué dans le ganglion cervical supérieur du Rat, ces vésicules existent dans des sections de fibres ne présentant pas, dans la coupe, de contact synaptique avec un neurone (*fig.* 7). La membrane synaptique, formée par simple apposition des deux membranes plasmiques, présente une épaisseur totale comprise entre 180 et 250 Å. Elle comporte deux couches osmiophiles minces, présynaptique et postsynaptique, séparées par une couche claire d'environ 100 Å d'épaisseur (*fig.* 4, 5). Le contact synaptique s'établit le plus souvent au niveau d'une légère dépression de la surface postsynaptique; mais, dans certains cas, la partie présynaptique peut s'engager plus profondément à l'intérieur du neurone (*fig.* 5).

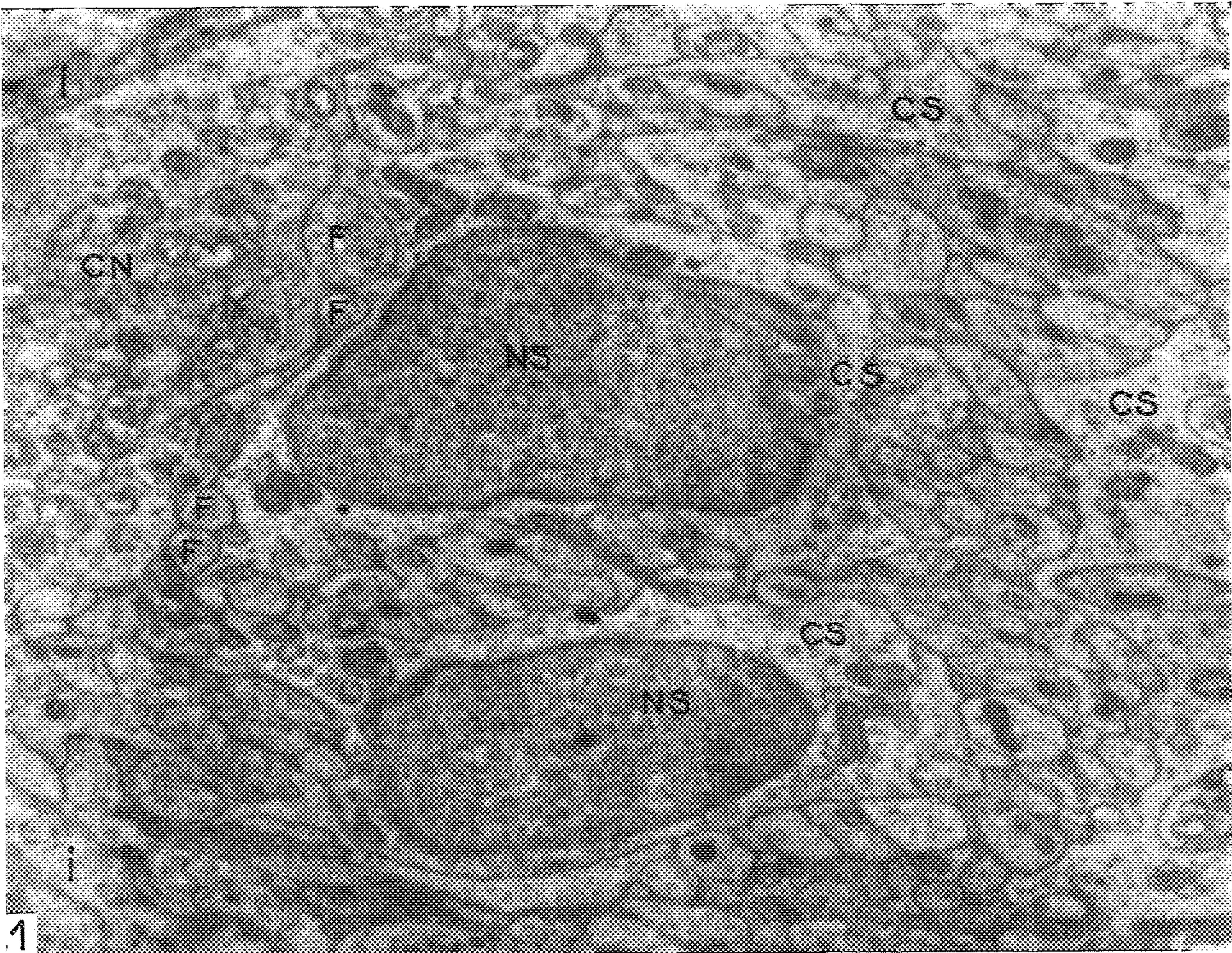
L'observation de nombreuses synapses à la surface des corps de neurones dans le plexus d'Auerbach s'oppose à ce que nous avons constaté (Taxi, 1957) ([7]) dans le ganglion cervical supérieur où leur rareté, sinon leur absence, au niveau des somas neuronaux nous a suggéré l'hypothèse qu'elles siègent au niveau de ramifications dendritiques.

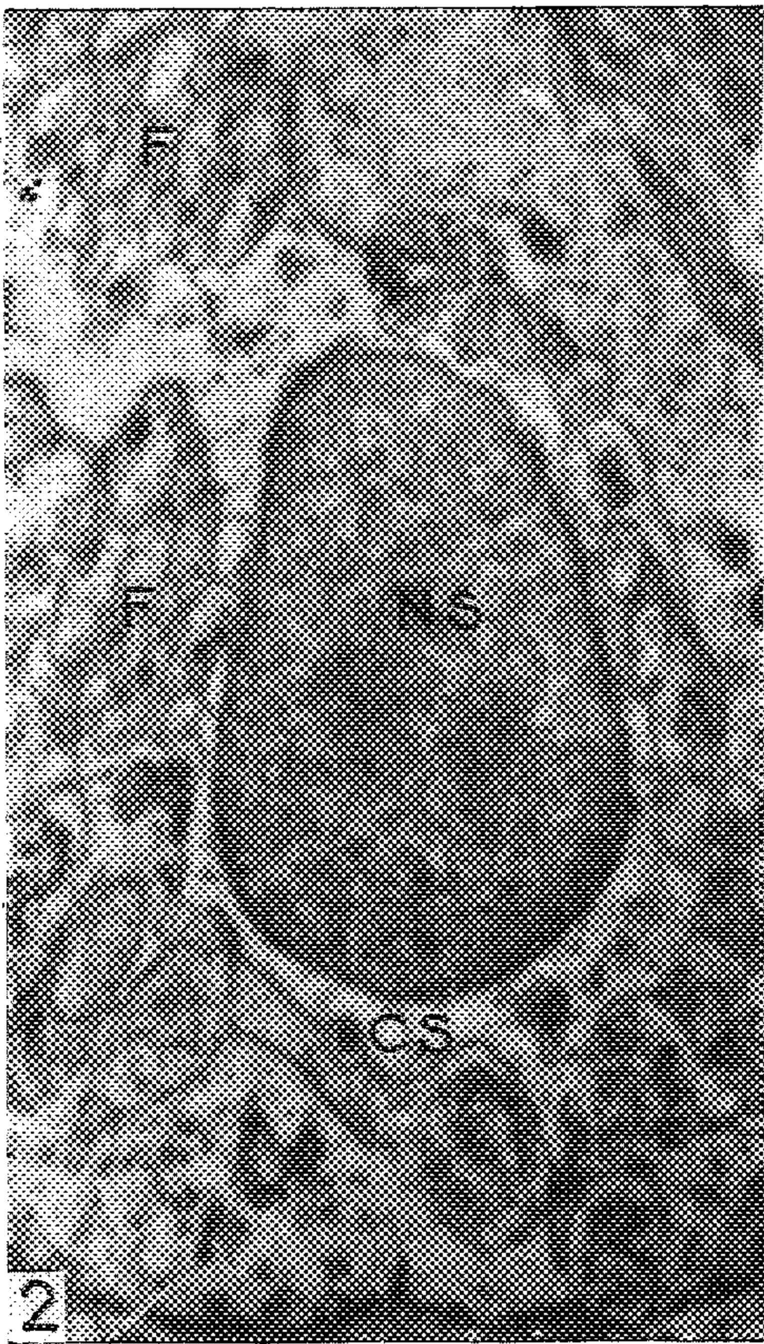
Explication des figures.

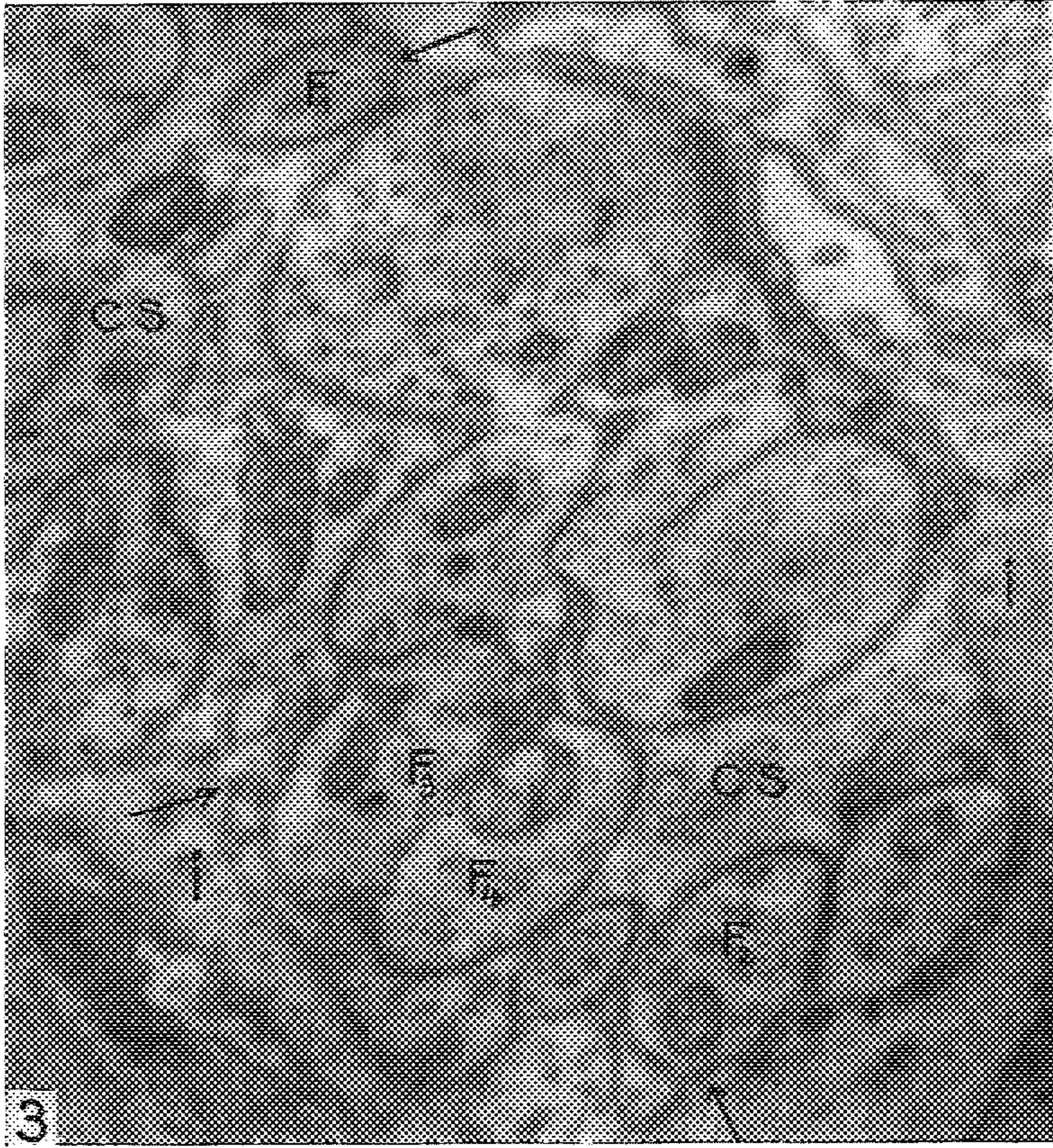
Micrographies électroniques de plexus d'Auerbach de l'intestin de Souris.
Fixation au tétroxyde d'osmium à 1 % tamponné selon Palade (pH 7,4).
CN, cytoplasme nerveux; N, noyau de neurone; CS, cytoplasme schwannien;
NS, noyau schwannien; F, fibres nerveuses; VS, vésicules synaptiques; I, milieu interstitiel.

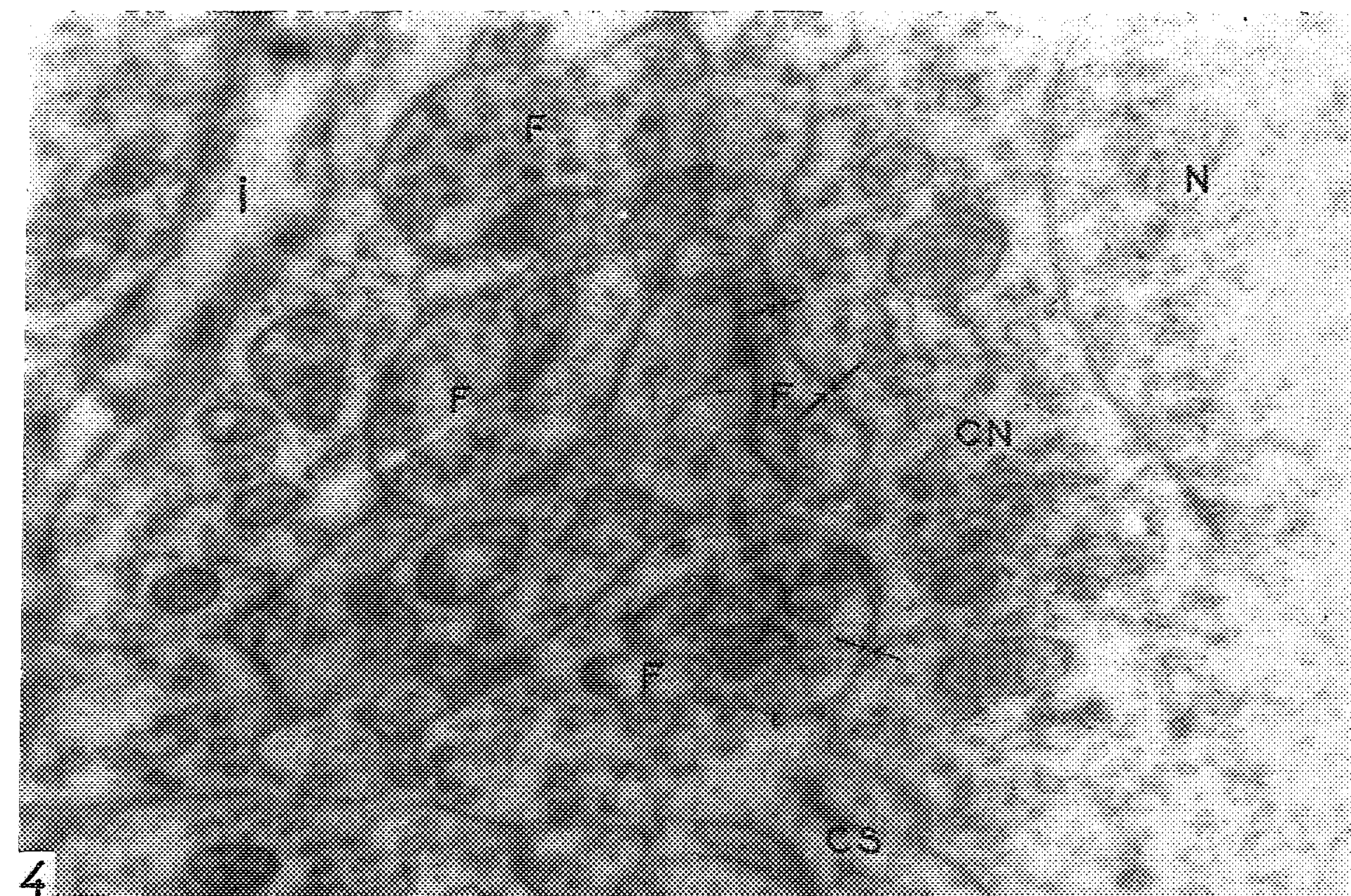
Fig. 1. — Coupe d'une travée du plexus d'Auerbach. Deux cellules de Schwann bien individualisées occupent la partie centrale. A gauche, une plage de cytoplasme nerveux avec laquelle plusieurs fibres sont en contact synaptique (× 11 000).

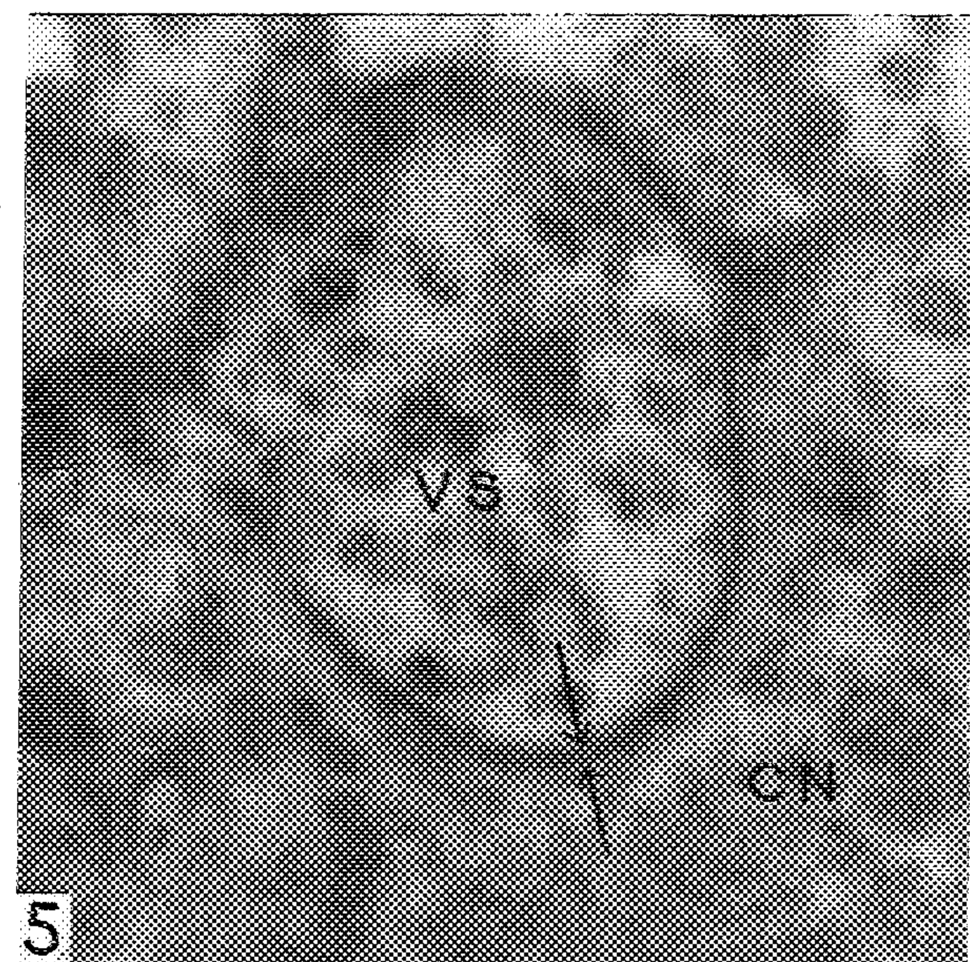
PLANCHE I.

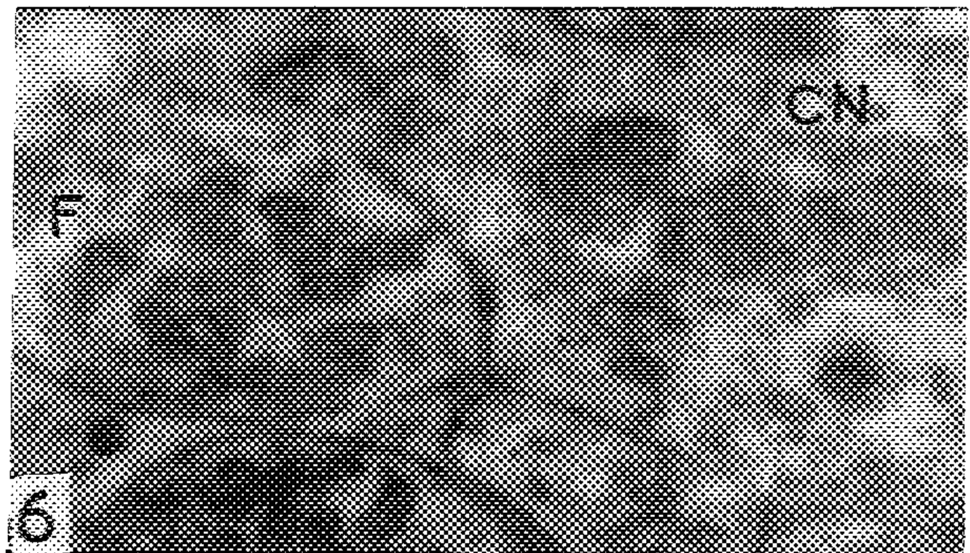







F
i
N
F
F
CN
F
CS
4


VS
CN
5


CN
F
6

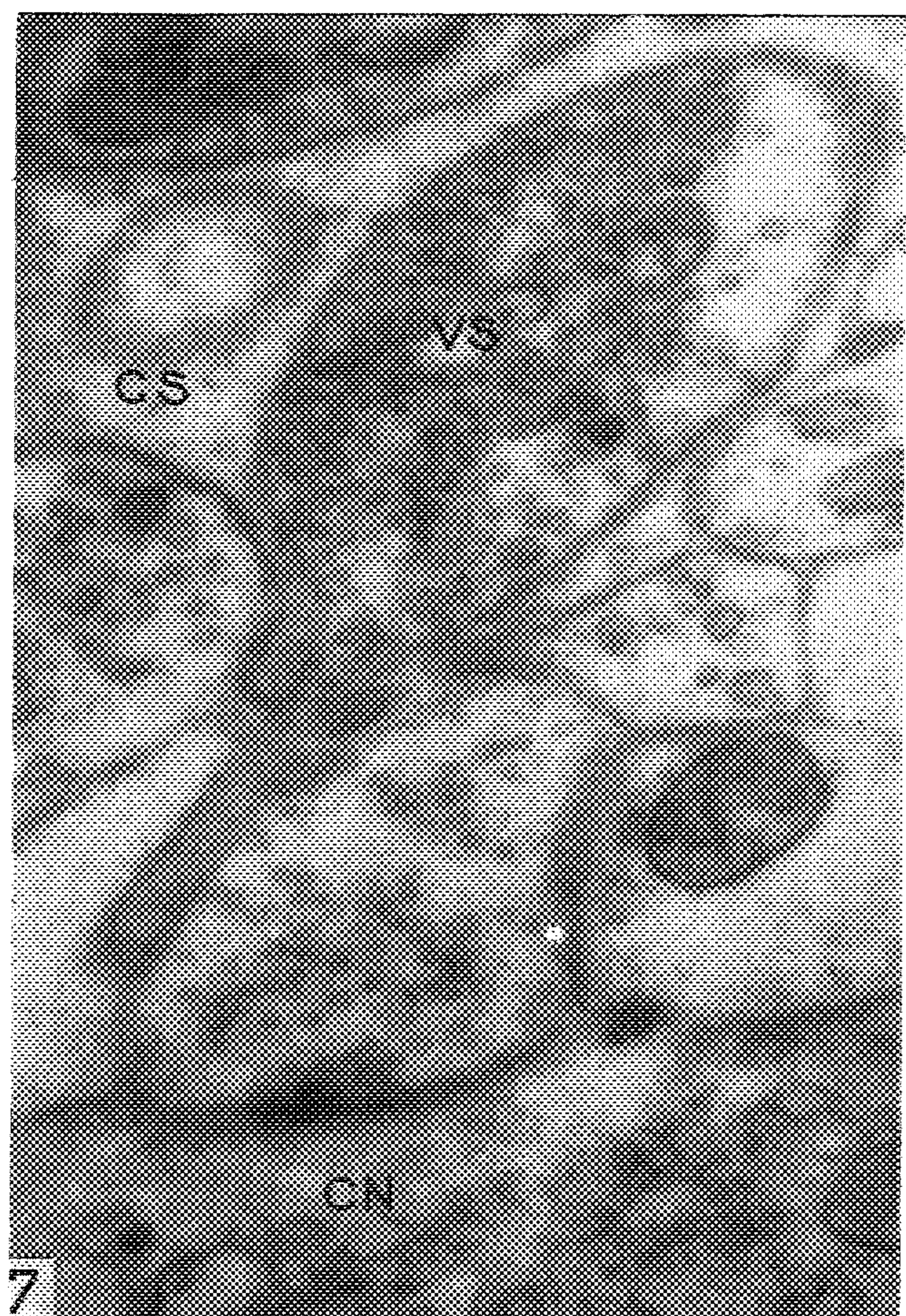

VS
CS
CN
7

Fig. 2. — Coupe passant par le corps d'une cellule de Schwann située entre les faisceaux de fibres dans une travée du plexus (× 8 500).

Fig. 3. — Coupe d'une partie de travée du plexus. Les fibres F 3 et F 4 sont complètement incluses dans le cytoplasme schwannien et reliées à la surface par un « mésaxone » situé à la flèche. Par contre, les fibres F1 et F2 restent en contact avec le milieu interstitiel par les zones situées en face des flèches; dans ce cas, il n'y a pas de « mésaxone » (× 17 600).

Fig. 4. — Coupe d'un neurone avec la surface duquel des fibres sont en contact synaptique. Les flèches encadrent les membranes synaptiques (× 35 000).

Fig. 5. — Coupe d'une fibre nerveuse contenant des vésicules synaptiques et déprimant fortement la surface du neurone postsynaptique. La membrane synaptique est encadrée par les flèches (× 35 000).

Fig. 6. — Fibre nerveuse contenant de nombreuses mitochondries et vésicules synaptiques, et se trouvant en rapport synaptique avec un neurone (× 12 500).

Fig. 7. — Fibre nerveuse n'ayant aucun contact avec un neurone dans la coupe, et contenant néanmoins des vésicules identiques aux vésicules synaptiques (× 35 000).

(1) *Cold Spring Harb. Symp. Quant. Biol.*, 17, 1952, p. 32-36.
(2) *L'organisation de la matière dans ses rapports avec la vie*, 1922, F. Alcan, Paris.
(3) *J. Biophys. Bioch. Cyt.*, 1, 1955, p. 69-88.
(4) *J. Biophys. Bioch. Cyt.*, 3, 1957, p. 589-599.
(5) *Anat. Rec.*, 118, 1954, p. 335.
(6) *Fed. Proc.*, 13, 1954, p. 35.
(7) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 564.

(*Laboratoire de Biologie animale, P. C. B., Faculté des Sciences, Paris, et Laboratoire de microscopie électronique appliquée à la Biologie, C. N. R. S., Paris.*)

ENTOMOLOGIE. — *Morphologie de la larve de* Bathysciella jeanneli *Ab.* (*Coléoptère Bathyscinæ*). Note de Mme **Sylvie Deleurance**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

La morphologie externe de la larve de *Bathysciella jeanneli* Ab. rappelle celle des larves du type *delarouzeei*.

En voici les traits principaux. La forme du labre est tout à fait caractéristique. Le bord antérieur est légèrement arrondi principalement au stade 1 où l'on note une bosselure peu accentuée au niveau des sensilles coniques. Les bords latéraux s'incurvent à la base surtout au stade 2, donnant au labre une forme ovoïde. La taille des sensilles coniques, leur saillie sur le bord externe du labre et leur écartement distinguent ce genre des autres genres voisins. Au stade 1 les sensilles coniques dorsales, courtes et épaisses débordent le bord externe du labre. Au-dessous, les sensilles coniques ventrales restent bien visibles. Leur écartement est important. Les soies marginales ventrales sont de taille presque égale entre elles.

Au stade 2, les sensilles coniques beaucoup plus fines saillent fortement. Leur écartement est encore plus grand qu'au stade 1.

Au stade 2, on observe l'apparition d'une paire de *soies discales* comme chez *Bathysciola schiödtei grandis* F., *Speonomus delarouzeei* F. et *Sp. infernus* D.

L'épipharynx comprend 20 papilles : une rangée transversale de 14 et deux rangées latérales de 3.

Les antennes ne présentent pas de caractères remarquables, si ce n'est leur gracilité relative très accusée au stade 2.

Les mandibules sont du type *delarouzeei*. Leur base est large et importante; leur pointe plus épaisse et plus courte s'incurve fortement sur la mola. La dent principale porte de fortes crénelures. Mandibules droite et gauche possèdent aux deux stades un *rétinacle* dont l'apex est bifide. A sa base s'insère une forte soie. Sur le bord interne de la mola il y a 12 à 13 dents bien individualisées et de nombreux plis transverses ventraux et dorsaux, sur son bord externe dorsal de gros tubercules, deux grands macrochètes et deux pores. Un organe sensoriel (?) composé de 9 à 10 épines émergeant d'une fossette se remarque sur la face ventrale.

Mandibules droite et gauche se différencient comme chez *Speonomus delarouzeei* F., *Sp. infernus* D. et *Bathysciola schiödtei grandis* F. par leur forme, le nombre des crénelures de la dent principale (trois à la mandibule droite, deux à la gauche) et la *prostheca* présente seulement à la mandibule droite. Cette prostheca est ici très peu marquée.

Au stade 2 les mêmes caractères se retrouvent. Mais la taille des mandibules, leur forme ainsi que leur chetotaxie (5 soies au lieu de 2) différencient les deux stades.

Les maxilles diffèrent peu du type *delarouzeei*. La lacinia très allongée et fine possède quatre fortes dents très longues, plus une petite et une basale mince et pointue largement séparée du groupe proximal. La galea élancée porte une fine frange palissadique ceinturant une longue tigelle dont l'extrémité renflée en massue fait saillie.

Le labium se caractérise aussi par sa finesse et l'allongement de la languette hautement ciliée. Les formations paraglossiennes sont plus ou moins visibles. La chetotaxie en ce qui concerne le submentum diffère entre les deux stades. C'est ainsi qu'on observe au stade 1 une paire de soies supérieures, une paire de soies inférieures. Au stade 2 une paire de petites soies et une paire de pores accompagnent la paire de soies supérieures.

Les cerques comme ceux des larves de *Speonomus delarouzeei* F. et *infernus* D. comprennent deux articles. Le premier porte cinq macrochètes dorsaux et trois pores. Une longue bande ciliée ceinture le deuxième article.

Ainsi nous voyons que la larve de *Bathysciella jeanneli* Ab. par sa mor-

phologie externe comme par sa biologie [1] est à classer dans le groupe *delarouzeei*. Quelques caractères permettent de la différencier des larves de *Bathysciola schiödtei grandis* F., de *Speonomus delarouzeei* F. et *Sp. infernus* D., en particulier sa taille, *l'allongement* marqué des antennes, des maxilles, du labium, des cerques et des soies composées. Dans le type *delarouzeei*, cet allongement augmente progressivement quand on passe de *Bathysciola schiödtei grandis* F. à *Speonomus delarouzeei* F., puis *Sp. infernus* D. et atteint son maximum chez *Bathysciella jeanneli* Ab.

(1) S. DELEURANCE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2318.

(*Laboratoire d'Évolution des Êtres organisés, 105, boulevard Raspail, Paris, 6e.*)

BIOLOGIE. — *La théorie de Butler sur l'ectohormone des Abeilles et ses limites.* Note de M. **Maurice Vuillaume**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Butler [1] a découvert une substance, sécrétée par le tégument des reines d'Abeilles, qui inhibe la construction des cellules royales; cette particularité physiologique a été établie par les travaux de Butler et de son école; toutefois, le mode d'action de cette « ectohormone » (*queen substance* de Butler) paraît plus compliqué qu'on ne le soupçonnait au début.

1° Il faut distinguer entre : *A*. la construction naturelle et spontanée des cellules royales lorsqu'on enlève la reine, et *B*. l'intervention de l'expérimentateur qui impose aux Abeilles l'élevage de jeunes larves déposées dans des cupules de cire, après avoir retiré la reine. Dans le premier cas, il est bien vrai que la présence de la reine vivante ou morte (ou d'extraits de son tégument) empêche la formation des cellules ou déclenche leur destruction. Mais, dans le deuxième cas, l'élevage est parfaitement entrepris et mené jusqu'à son terme en présence de la reine, soit partiellement confinée par divers artifices expérimentaux, soit même libre.

2° L'élevage réussit parfaitement lorsque la reine est emprisonnée dans une cagette grillagée laissée dans la ruche. Butler a d'ailleurs lui-même remarqué que la limitation de l'accès des Abeilles à la reine gêne l'action de l'ectohormone.

3° L'élevage réussit fort bien lorsque les cupules sont introduites dans une ruche dite « finisseuse » (en langage d'apiculteur) énorme colonie où la reine est confinée sur deux ou trois cadres seulement, derrière une grille à reine (dispositif qui permet le passage des ouvrières, mais non de la reine). Mais il n'y a jamais une construction spontanée de cellules royales dans la partie orpheline du finisseur, bien qu'on y introduise souvent des cadres de jeune couvain. Ainsi donc, c'est la *partie initiale* de l'élevage

royal qui serait le plus sensible à l'ectohormone; la partie finale le serait beaucoup moins, alors que la cupule est déjà formée et que les nourrices y trouvent la larve reposant sur une quantité abondante de gelée royale.

4° L'élevage réussit aussi lorsque la reine est libre dans la ruche, mais à condition qu'elle soit *jeune et vierge* ou qu'elle vienne seulement d'être fécondée; et il peut, même alors, se poursuivre pendant une quinzaine de jours (Butler l'a vu aussi).

5° Phénomène étonnant, *l'élevage réussit aussi lorsque les cupules sont introduites dans une ruche pourvue d'une reine en pleine fécondité et libre.* Au cours de l'introduction de la première série de cupules, on peut obtenir alors jusqu'à 80 % d'acceptations et d'élevages, mais ce pourcentage s'effondre lors de l'introduction de la seconde série, et tombe à zéro lorsqu'on veut en mettre en train une troisième.

6° Enfin, j'ai pu observer un fait assez curieux, mais peut-être d'une autre nature : lorsqu'on laisse en place une série de cellules jusqu'à l'éclosion des reines, les Abeilles commencent à les détruire après l'éclosion de la première, comme il est bien connu; mais si, à ce moment, on introduit de nouvelles cupules, elles les acceptent et élèvent néanmoins les larves qui y sont contenues. Les stimulus qui poussent à la destruction des vieilles cellules et à l'acceptation des nouvelles peuvent donc se juxtaposer au même moment dans la même colonie.

Il est relativement facile d'expliquer l'absence d'inhibition de la part de la reine dans le finisseur. On sait, depuis Taranov ([3]), que les Abeilles qui l'accompagnent sur la face d'un rayon la quittent lorsqu'elle passe sur l'autre face, et sont remplacées par d'autres. Et Nixon et Ribbands ([4]) ont montré, à l'aide du phosphore marqué, la rapide diffusion des substances royales dans la ruche : mais la *mobilité de la reine*, c'est évident, doit aider cette diffusion; mobilité à laquelle s'oppose radicalement la toile métallique d'une cagette, et que restreint aussi dans une large mesure la grille à reine du finisseur. Ceci rendrait compte du taux plus faible d'ectohormone dans la partie orpheline, malgré le fait que les Abeilles la franchissent aisément.

Il est probable aussi d'après Mlle Pain (travaux non publiés) que la très jeune reine sécrète moins d'ectohormone que la reine âgée, ce qui est en accord avec son pouvoir inhibiteur réduit.

Mais le succès de l'élevage royal même en présence d'une reine féconde et libre nous oblige à invoquer un autre facteur : les nourrices, en plein élevage de couvain, ne disposent, comme je l'ai montré ([2]), que d'une quantité limitée de gelée à distribuer aux cellules royales, et il est fort possible qu'elle soit épuisée au cours de l'élevage de la première série de larves. On pourrait le vérifier en enlevant tout le couvain avant l'intro-

duction de la seconde et de la troisième série de cupules. Ce sera l'objet de prochaines expériences.

(1) C. G. Butler, *Proc. Roy. Entom. Soc.*, 105, 1956, p. 11-29.

(2) M. Vuillaume, *Ins. Soc.*, 4, n° 2, 1957.

(3) G. F. Taranov, *Zoologisk Zhurnal*, 25, 1946, p. 251-262.

(4) H. L. Nixon et C. R. Ribbands, *Proc. Roy. Soc.*, B, 140, 1952, p. 43.

BIOLOGIE. — *Sur le déterminisme de la ponte chez* Lineus lacteus. Note de Mlle **Marie Gontcharoff** et M. **H. Lechenault**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Au mois de décembre 1955, nous avons récolté, à la calanque du Mont-Rose, un certain nombre de *Lineus lacteus* qui ont été maintenus au laboratoire dans une chambre à 15° et nourris régulièrement jusqu'au mois d'août 1956, époque à laquelle la première ponte a été observée. Un fait attira tout de suite notre attention, la femelle qui pondait était acéphale et sa région antérieure déjà cicatrisée attestait que la mutilation datait déjà de quelques temps. En fait, il s'agissait non d'un fragment d'animal mais d'un *Lineus lacteus* privé de son extrémité céphalique et du même coup sans système nerveux central, ni organes cérébraux, ni bouche, ni extrémité antérieure du tube digestif.

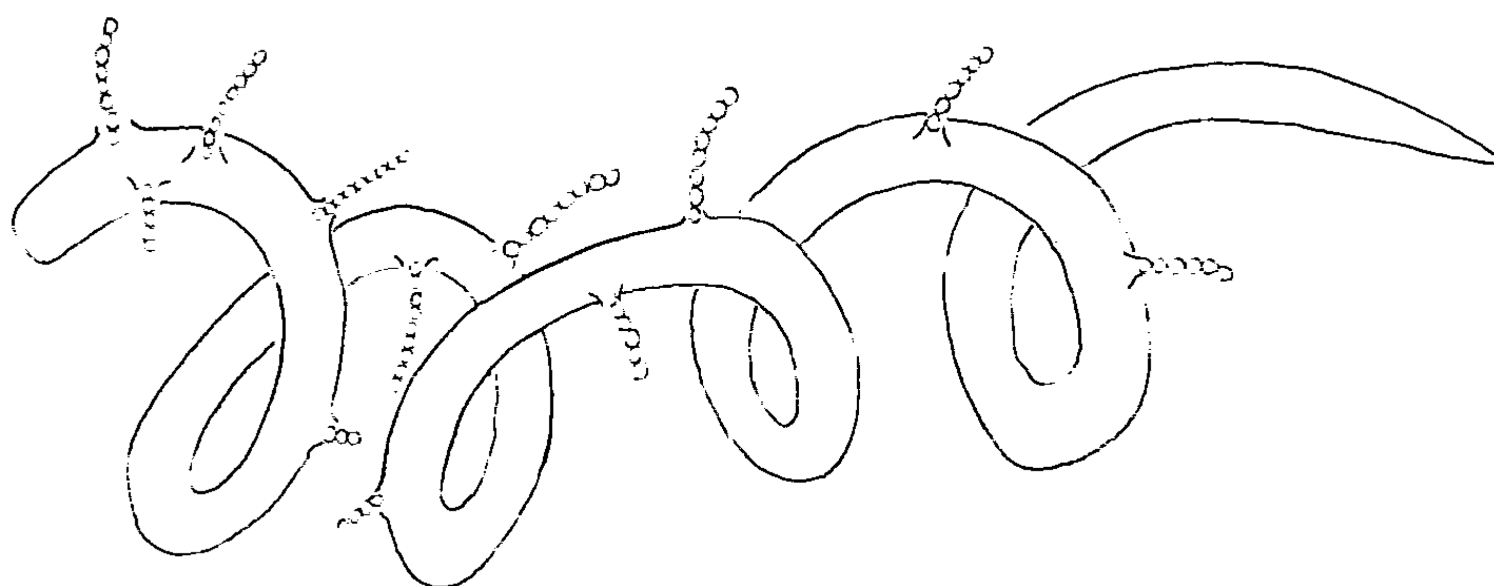


Fig. 1. — Femelle acéphale en cours de ponte.

Au cours de la ponte, la femelle acéphale est contractée en proie à une agitation constante, les œufs sont expulsés en chapelets, de 15 à 20, par les pores génitaux régulièrement disposés sur deux lignes parallèles le long du corps (*fig.* 1). La plupart de ces chapelets d'œufs se séparent aussitôt et les œufs se répandent dans le cristallisoir, il ne s'agit donc pas à proprement parler d'une ponte comme chez *Lineus ruber* chez lequel la masse d'œufs émis est entourée de deux enveloppes plus ou moins rigides. Chez

Lineus lacteus, les œufs sont pondus librement dans l'eau de mer. Le sperme est émis dans l'eau et aussi par des mâles acéphales.

Nous voudrions attirer l'attention sur le fait suivant : au cours de l'année 1956-1957, selon nos observations, les *Lineus lacteus* acéphales ont été les seuls à émettre des produits génitaux. On n'a jamais observé ni ponte ni émission de sperme chez les *Lineus lacteus* intacts.

Dans cette première série d'observations, il s'agit de pontes spontanées.

La seconde série d'observations porte sur les pontes expérimentalement provoquées. En effet, nous avons pu obtenir des pontes, semblables aux pontes spontanées, par simple ablation de l'extrémité céphalique de la femelle. Cependant, nous n'avons pu provoquer des pontes chez toutes les femelles après ablation de l'extrémité céphalique et ceci est dû probablement au fait qu'il est difficile de déterminer avec certitude l'état de maturité des femelles. Même l'étude histologique ne permet pas de préciser le stade « pré-ponte ».

Il faut remarquer que si, après une section transversale du corps, la ponte a lieu, elle est toujours le fait du fragment postérieur, le fragment antérieur pourvu de tête et où l'on a laissé subsister des ovarioles antérieurs n'émet pas des produits génitaux. Rien de semblable n'a été observé chez d'autres Linéidæ (*Lineus ruber* et *Lineus viridis*) où les femelles et les mâles restent entiers au moment de la ponte.

Les observations précédentes posent le problème du rôle inhibiteur possible de l'extrémité céphalique et plus particulièrement des organes cérébraux dans le cycle de reproduction.

Les premières recherches suggèrent l'existence chez *Lineus lacteus* d'un cycle sécrétoire des organes cérébraux, dont la nature neuro-glandulaire est bien connue, cycle qui serait parallèle au cycle de reproduction.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Production expérimentale du gynandromorphisme chez* Carausius morosus *Br.* (*Phasmidæ*). Note de M. **Joseph Bergerard**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

On sait depuis longtemps que des cas de gynandromorphisme ou d'intersexualité se manifestent sporadiquement dans les élevages de laboratoire de *Carausius morosus*. Ce phénomène semble pouvoir présenter tous les degrés et, à la limite, donner, chez cette espèce parthénogénétique qui ne comporte normalement que des femelles, de véritables mâles, tant pour les caractères sexuels secondaires que pour les caractères primaires (gonades et conduits génitaux). C'est ainsi que Pehani (1) a pu étudier la spermatogenèse de cette espèce sur de tels spécimens. Le déterminisme de ce gynandromorphisme est mal connu. Rostand (2) a obtenu des inter-

sexués en badigeonnant les feuilles de lierre servant de nourriture aux parents, avec leurs excréments; Cappe de Baillon ([3]) a tenté de montrer l'existence d'une relation entre l'intersexualité et la production de monstres doubles et tend à rattacher les deux phénomènes à des facteurs génétiques; enfin, Toumanoff ([4]) n'a pas obtenu de résultats en utilisant l'action de rayons X.

J'ai repris cette étude à partir d'observations faites sur des élevages poursuivis au laboratoire à différentes températures. Ces élevages montrent en effet que le gynandromorphisme sporadique se manifeste davantage chez les animaux élevés à haute température (27 à 28° C) que chez les animaux élevés à température plus basse (22-23° C). A partir de cette observation, j'ai tenté d'explorer l'action de la température pendant la vie embryonnaire. Dans une première expérience, les œufs prélevés tous les deux jours dans un élevage conduit à 23° C sont mis à incuber à 23, 27 ou 30°. On constate d'abord que le pourcentage d'éclosions est fonction de la température :

à 23°, 914 œufs donnent 650 éclosions, soit 71 %;
à 27°, 305 œufs donnent 100 éclosions, soit 33 %;
à 30°, 295 œufs donnent 9 éclosions, soit 3,0 %.

Il faut pourtant noter qu'à ces trois températures, le pourcentage total des embryons formés est sensiblement le même (environ 80 %). L'élévation de température provoque donc une mortalité très forte des embryons.

Toutes les larves écloses sont élevées à 23°. On constate alors que celles issues des œufs incubés à 23° ne manifestent jamais (sur une centaine d'individus ayant atteint le stade adulte) que des marques très faibles de masculinisation. Les larves provenant d'œufs incubés à 27° sont très fragiles et, sur une dizaine d'individus ayant atteint l'état adulte, manifestent toujours une intersexualité notable qui porte en particulier sur la largeur du méso et du métathorax, les caractères de la cuticule et la coloration orangée chez le mâle des sternites de ces deux segments. On note aussi des déformations diverses de l'appareil génital externe fréquemment à allure bipartie, un côté mâle et un côté femelle. Au point de vue interne, on constate alors la présence de glandes annexes mâles et souvent la subsistance des conduits mâles au moins d'un côté. Les larves issues d'œufs incubés à 30° ne sont pas viables et meurent toutes quelques jours après l'éclosion.

J'ai cependant pu élever des larves provenant d'œufs gardés pendant une vingtaine de jours à 30°, puis ramenés à 23° pour le reste de la durée du développement embryonnaire (durée totale : 70 à 80 jours). Cinq de ces larves sont actuellement parvenues à l'état adulte; elles étaient toutes très masculinisées. Voici, à titre d'exemple, les principaux caractères de l'une d'elles.

Au point de vue de la morphologie externe, la taille est petite, les deux derniers segments du thorax sont étroits et à cuticule presque entièrement lisse. Les sternites de ces deux segments présentent des bandes longitudinales orangées très marquées. En fait, toute la région antérieure de l'animal présente un aspect plus proche de celui du mâle que de celui de la femelle. A l'arrière de l'abdomen, il existe une plaque sous-génitale femelle dissymétrique et complètement rejetée sur la droite; du côté gauche, les organes copulateurs mâles font saillie à l'extérieur comme il arrive souvent chez les femelles très masculinisées. Au point de vue de l'anatomie interne, nous distinguerons entre celle des gonades et celle des conduits génitaux. La gonade droite est un ovaire en grande partie atrophique possédant seulement quelques ovarioles typiques à l'avant; les autres bourgeons formateurs d'ovarioles se sont mal différenciés et conservent l'aspect de simples renflements sur la paroi de l'oviducte. La gonade gauche est un ovaire typique pour sa partie antérieure et possède dans cette région une vingtaine d'ovarioles bien constituées. Au contraire, la partie postérieure présente tous les caractères externes d'un testicule. Pour les conduits génitaux, l'animal est encore dissymétrique : il existe en effet du côté droit un oviducte terminal typique qui s'attache normalement à la poche copulatrice débouchant sur le huitième sternite. Du côté gauche, cet oviducte terminal fait défaut ou plutôt n'est représenté que par un petit tractus non différencié qui part de la poche copulatrice symétriquement à l'oviducte droit, mais ne se rattache pas au conduit issu de la gonade. Ce conduit étroit a l'aspect d'un canal déférent et se poursuit en arrière de la poche copulatrice pour venir déboucher dans le paquet de glandes annexes mâles très développées.

Il semble donc, d'après ces expériences préliminaires, qu'une température élevée d'incubation de l'œuf favorise la masculinisation et que la période sensible à cette action de la température corresponde au début du développement embryonnaire. Si nous ajoutons que la régulation du nombre des chromosomes au cours de la parthénogenèse de *Carausius morosus*, bien que fondamentalement du même type que celle de *Clitumnus extradentatus* [Bergerard ([5])] est beaucoup moins régulière (apparition de nombreuses cellules polyploïdes et aneuploïdes) il est logique de penser que les animaux obtenus sont constitués par une juxtaposition de cellules femelles et mâles. Ces dernières résulteraient d'un non redoublement de l'hétérochromosome et il s'agirait alors véritablement d'un gynandromorphisme.

Cependant, ce mécanisme est très difficile à mettre en évidence à cause du nombre élevé de chromosomes ($2\,n = 64$) et de la difficulté à caractériser l'hétérochromosome dans une espèce où la spermatogenèse ne peut être étudiée que sur des individus exceptionnels probablement très

aberrants. De plus, la description des animaux obtenus montre qu'ils ne sont pas seulement une juxtaposition de parties mâles et femelles mais que certaines parties semblent présenter des caractères intermédiaires. On ne saurait donc, *a priori*, rejeter l'hypothèse d'une action directe de la température au cours de la vie embryonnaire sur la différenciation du sexe. Les expériences poursuivies actuellement dans le but de préciser l'étendue de la période sensible à la température au cours de la vie embryonnaire devraient permettre de trancher entre les deux hypo.hèses.

(1) *Ztschr. Wiss. Zool.*, 125, 1925, p. 167-248.
(2) *C. R. Soc. Biol.*, 91, 1924, p. 448.
(3) *Encyclopédie entomol.*, 14, 1931, Lechevalier, Paris, 301 pages.
(4) *Trav. St. Zool. Wimereux*, Vol. Jub. dédié à M. Caullery, 13, 1938, p. 665-689.
(5) *Thèse*, Paris, 1957.

(*Laboratoire de Zoologie de la Sorbonne
et Laboratoire de Génétique évolutive de Gif-sur-Yvette.*)

HISTOCHIMIE. — *Dualité des labrogranules au sein du cytoplasme des labrocytes (Mastzellen d'Ehrlich), chez quelques Vertébrés.* Note (*) de Mlle **Lucie Arvy** et M. **Paul Rancurel**, présentée par M. Maurice Fontaine.

La coloration simultanée des labrocytes par l'acide periodique-Schiff et par le bleu Alcian fait apparaître certains labrogranules bleu-verts, d'autres rouges. L'acétylation ne modifie pas l'alcianophilie des labrogranules alors qu'elle fait disparaître l'aptitude de certains labrogranules à recolorer le réactif de Schiff après oxydation periodique; cette aptitude réapparaît après saponification.

A l'heure actuelle la meilleure manière de faire apparaître les labrocytes est de mettre en évidence leur métachromasie à l'aide du bleu de toluidine; ils se détachent en pourpre plus ou moins foncé sur l'ensemble des tissus, si l'on excepte les sécrétions mucoïdes, les nerfs, les cartilages ou les tissus ostéoïdes; au niveau des nerfs myélinisés, les labrocytes, toujours nombreux, sont encore visibles grâce à leur métachromasie plus sombre que celle de la myéline. Leur coloration par le bleu de toluidine a l'inconvénient, d'une part, de comporter une différenciation acétique, d'autre part de pâlir avec le temps, même si l'on stabilise la coloration par le molybdate d'ammonium. Dernier inconvénient enfin, leur métachromasie est relativement éteinte par la déshydratation alcoolique suivie du montage des coupes.

A l'occasion d'une étude sur la répartition des labrocytes chez *Crocodylus niloticus* Laurenti, nous avons recherché les avantages ou les inconvénients des techniques de mise en évidence des mucopolysaccharides appliquées à la détection de ces cellules. Nous avons comparé nos résultats

sur le Crocodile avec ceux obtenus sur le Chien, le Rat et la Grenouille. Nous avons travaillé sur coupes à la congélation de tissus fixés par le liquide de Bouin; la fixation par le formol est aussi nocive pour les labrocytes du Crocodile qu'elle l'est pour ceux de la Grenouille ([1]). Nous avons étudié comparativement les aspects obtenus avec le bleu de toluidine, avec l'acide periodique-Schiff, avec la réaction de Hale et avec le bleu Alcian. Ce colorant a été déjà utilisé pour colorer les mucines [Steedman ([2])], les hydrates de carbone acides [Mowry, 1956 ([3])], ou des composés non encore parfaitement définis révélés au niveau des cellules neuro-sécrétrices par oxydation performique et coloration en milieu sulfurique de très bas pH [Adams et Sloper ([4])]. Nous avons mis en œuvre une solution aqueuse à 1 %°, acétifiée à pH 2, de bleu Alcian 8 GS, de Gurr, avec parfois coloration du fond par le rouge nucléaire solide.

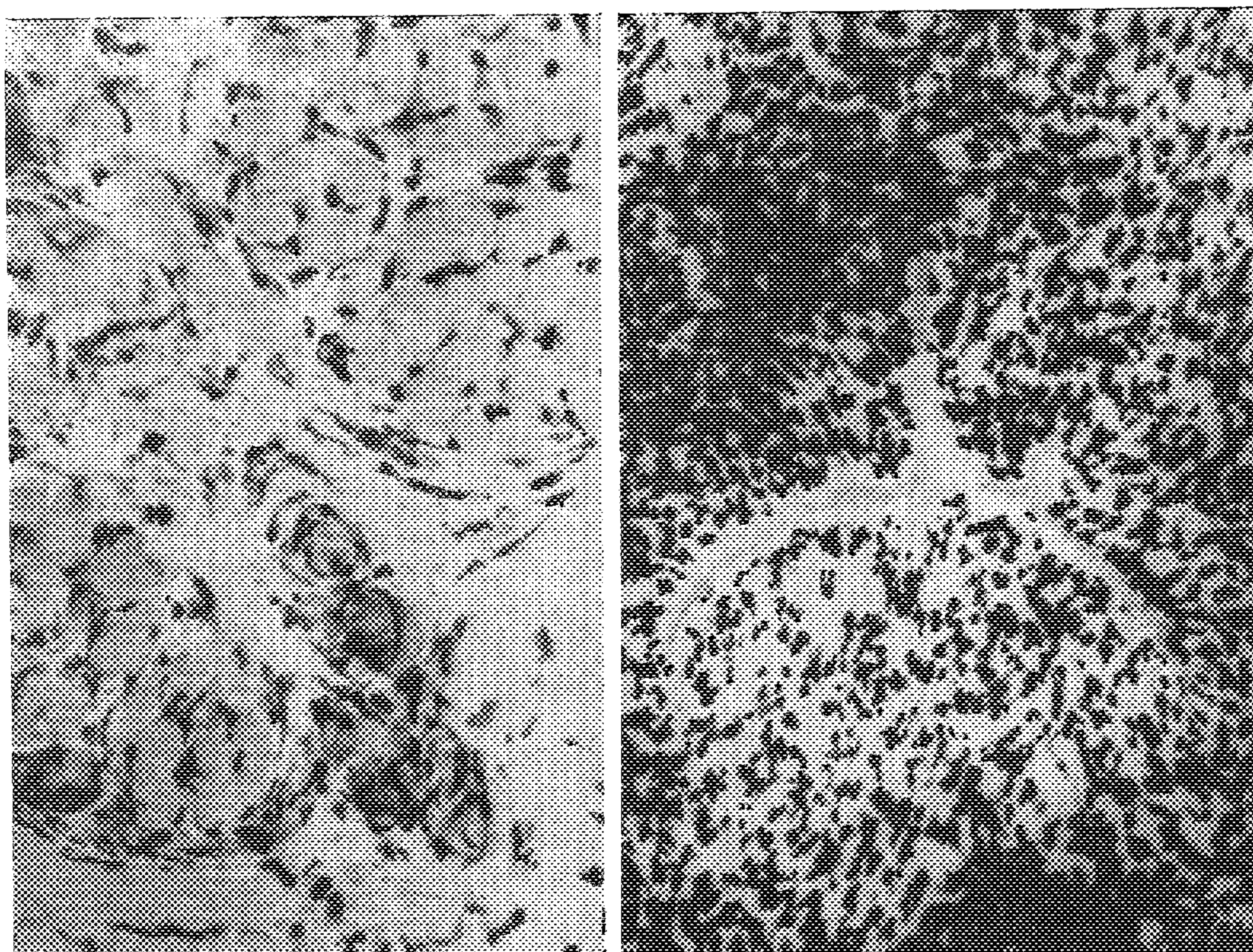
La morphologie des labrocytes après coloration par le bleu de toluidine est bien connue, qu'il s'agisse de Grenouille ([1]), de Chien ([5]) ou de Rat ([6]). Les labrocytes du Crocodile sont du type Mammifère et au niveau de certains tissus leur densité est extrême (*figure*).

Dès les premiers essais, nous avons remarqué la mise en évidence très élective des labrocytes par le bleu Alcian et apprécié la stabilité de la coloration obtenue, même après déshydratation par les alcools et montage des coupes. Dès les premiers essais également, il nous a paru évident que, pour un tissu donné, le bleu de toluidine révélait davantage de labrocytes que le bleu Alcian; celui-ci en révèle davantage que l'acide periodique-Schiff, qui en révèle également davantage que la réaction de Hale. La réaction de Hotchkiss-Mc Manus permet d'obtenir des préparations stables mais elle ne fait apparaître qu'une minime proportion des labrocytes révélés par le bleu de toluidine, chez les quatre Vertébrés étudiés; la réaction est abolie par l'acétylation suivant Mc Manus et Cason ([7]) et réapparaît après saponification des coupes acétylées. La coloration des labrocytes par le bleu Alcian est avivée par l'acétylation.

La réaction de Hale ne révèle que de très rares labrocytes chez le Chien et le Rat et ne fait apparaître qu'une partie de ceux de la Grenouille et du Crocodile. L'acétylation ne l'inhibe pas.

L'ensemble des essais montre donc que suivant l'espèce étudiée et la technique de coloration mise en œuvre on révèle un plus ou moins grand nombre de labrocytes. Les caractéristiques biochimiques des labrocytes semblent varier suivant les espèces et probablement, pour un labrocyte donné, d'un labrogranule à l'autre; cette variabilité pouvant témoigner des divers stades de la synthèse des principes contenus dans les labrogranules. En effet, la mise en évidence simultanée des principes capables de recolorer la fuchsine de Schiff après oxydation periodique et des principes alcianophiles permet de révéler, dans un même labrocyte, des labro-

granules bleu-verts, extrêmement acides, que l'acétylation ne modifie pas et des labrogranules rouges, riches en groupements 1.2-glycol, puisque l'acétylation fait disparaître leur aptitude à recolorer la fuchsine de Schiff et que la saponification leur rend cette aptitude.



Mise en évidence des labrocytes, par le bleu de toluidine; *à gauche :* dans la langue de *Rana*; *à droite* : dans le pénis de *Crocodylus.* (Photo avec écran Wratten 59; grossissement 90 diamètres.)

Labrogranules bleu-verts et labrogranules rouges apparaissent quel que soit l'ordre de la mise en œuvre des deux colorations; ils représentent probablement des stades de maturation différents des labrogranules.

Nous avons observé que chez le Rat âgé, en mauvais état physiologique, l'alcianophilie des labrogranules était faible; de sorte qu'il pourrait être intéressant de reprendre les observations histophysiologiques sur les labrocytes à la lumière de l'ensemble de nos observations.

La coloration par le bleu Alcian après acétylation permet d'obtenir une excellente mise en évidence des labrocytes au niveau des nerfs; en effet, l'acétylation fait disparaître les affinités tinctoriales de la myéline pour le bleu Alcian et avive l'affinité des labrocytes pour ce colorant, de telle sorte qu'ils apparaissent d'un bleu-vert vif sur fond gris. La mise

en œuvre simultanée du bleu Alcian et de l'acide periodique-Schiff permet d'ailleurs de distinguer, dans l'enveloppe de l'axone un principe interne très alcianophile et un principe externe, riche en 1.2-glycol, les deux étant labiles et disparaissant après acétylation; la disparition de la colorabilité de la gaine de myéline est d'ailleurs due à la solubilité dans la pyridine ou dans l'eau chaude, des principes chromophiles de la gaine de myéline, comme le montre la série de nos coupes témoins des coupes acétylées, traitées seulement, soit par la pyridine, soit par l'eau, à 37°, pendant le même temps que les coupes acétylées.

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) L. Arvy, *C. R. Soc. Biol.*, 149, 1955, p. 528 et *Cong. Anat., Paris*, 1955, p. 218-223.

(2) *Quart. J. micr. Sc.*, 91, 1950, p. 477-479.

(3) *J. Histochem. Cytochem.*, 4, 1956, p. 407.

(4) *Lancet*, 1, 1955, p. 651 et *J. Endoc.*, 13, 1956, p. 221-228.

(5) L. Arvy et D. Quivy, *C. R. Soc. Biol.*, 149, 1955, p. 658 et *Cong. Anat. Paris*, p. 234-241.

(6) L. Arvy, *Cong. Anat. Lisbonne*, 1956, p. 166-170; *Rev. Hématol.*, 10, 1955, p. 55-94 et *Ann. Biol.*, 32, 1956, p. 169-202.

(7) J. F. A. Mc Manus et J. Cason, *J. exp. Med.*, 91, 1950, p. 651-656.

(Laboratoire d'Anatomie et Histologie comparées de la Sorbonne et Office de la Recherche Scientifique et Technique Outre-Mer. Paris.)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Effet de l'hydrogénation et de l'acide acétique chaud sur le cardiolipide.* Note (*) de Mme Marie-Josèphe Coulon-Morelec et Mlle Marguerite Faure, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Lorsqu'on hydrogène le cardiolipide, on obtient un composé saturé renfermant les mêmes proportions de phosphore, de glycérol et d'acides gras que le produit initial, mais dans lequel de nouvelles fonctions acides sont apparues. Sous l'action de l'acide acétique anhydre à 100°, le cardiolipide et son dérivé hydrogéné libèrent des diglycérides sans qu'il apparaisse de nouvelles fonctions acides.

Désirant préciser la constitution du cardiolipide, nous avons cherché à l'obtenir à l'état pur par cristallisation de son dérivé hydrogéné. Cette étude nous a conduites à observer les faits que nous exposons ici.

Le cardiolipide est préparé et analysé à l'aide des techniques décrites antérieurement (1), (2). On l'hydrogène en présence de palladium en milieu chloroformoacétique comme précédemment (3), puis on étudie sa cristallisation dans du butanol et dans de l'acide acétique. On constate que, lorsque ce phosphatide hydrogéné a été traité avec de l'acide acétique chaud, sa composition est modifiée : les rapports acides gras/phosphore et glycérol/phosphore diminuent et le rapport fonction acide/phosphore augmente.

Afin de connaître l'effet propre de l'hydrogénation indépendamment de celui de l'acide acétique, on effectue cette réaction dans un solvant neutre, le butanol. Le sel de sodium du cardiolipide étant peu soluble dans ce solvant, on utilise le sel de tétraméthylammonium et l'on opère à 25-30° pour éviter la précipitation du dérivé saturé. Le noir de palladium est préparé en présence de terre d'infusoire de façon à avoir une meilleure dispersion du catalyseur et l'on maintient l'action de l'hydrogène pendant 4 h. On filtre le produit de la réaction pour séparer le catalyseur. On convertit le sel de tétraméthylammonium du dérivé saturé en sel de sodium par addition, à sa solution butylique tiède, d'une solution hydrométhylique de chlorure de sodium. Le sel de sodium précipite, on le purifie par trois cristallisations à partir de sa solution dans du butanol à 90-100°. Le produit obtenu possède un indice d'iode pratiquement nul : 2 à 4. Ses teneurs en phosphore, acides gras et glycérol sont pratiquement les mêmes que celles du cardiolipide initial : le rapport acides gras/phosphore reste voisin de 2 et le rapport glycérol/phosphore voisin de 1,5. Par contre, le rapport fonction acide/phosphore s'élève de 1 environ à 1,22-1,34. L'action de l'hydrogène sur le cardiolipide ne se limite donc pas à une saturation des liaisons éthyléniques des acides gras; elle provoque également l'apparition de nouvelles fonctions acides sans qu'il y ait libération ni d'acides gras ni de glycérol.

Pour étudier l'action de l'acide acétique sur le cardiolipide hydrogéné, on dissout son sel de sodium dans ce solvant anhydre chaud, puis on le chauffe pendant des temps variables à 100°. On élimine l'acide acétique par distillation sous pression réduite, puis on soumet le produit de la réaction à des cristallisations dans du butanol. La composition du produit obtenu dépend du temps de chauffage avec l'acide acétique. Plus ce temps est long, plus le cardiolipide hydrogéné perd d'acides gras et de glycérol et plus sa teneur en phosphore augmente : le rapport acides gras/phosphore s'abaisse de 2 à 1,5-1,2 et le rapport glycérol/phosphore passe de 1,5 à 1,3-1,1. Par contre, le rapport fonction acide/phosphore n'est pratiquement pas modifié.

Afin de connaître la nature des produits détachés du cardiolipide hydrogéné sous l'action de l'acide acétique, on étudie la composition des solutions mères butyliques de cristallisation. On constate qu'elles ne renferment pas d'acides gras libres. On élimine la petite quantité de phosphatides qu'elles contiennent en les précipitant sous forme de sels de baryum dans une solution de butanol-méthanol 1 : 2. La substance non phosphorée qui reste dans la solution est purifiée par dissolution dans de l'éther de pétrole en présence d'une phase aqueuse afin d'éliminer d'éventuelles substances hydrosolubles telles que du glycérol. L'hydrolyse de cette substance libère des acides gras et du glycérol dont les proportions correspondent

à celles d'un diglycéride (glycérol pour 100 d'acides gras : quantité trouvée, 17,5; quantité calculée pour un diglycéride contenant de l'acide stéarique, 16,2).

On obtient des résultats analogues si l'on fait agir l'acide acétique sur le cardiolipide non hydrogéné. On chauffe le sel de baryum du cardiolipide pendant 30 mn à 100° dans de l'acide acétique. On ne libère pas d'acides gras, mais un diglycéride et l'on obtient un phosphatide dans lequel le rapport fonction acide/phosphore est resté voisin de 1.

L'acide acétique chaud détache donc du cardiolipide et de son dérivé hydrogéné des diglycérides sans libérer de nouvelles fonctions acides.

On a vu antérieurement (³) que l'hydrogénation du cardiolipide ne modifiait que très légèrement les propriétés sérologiques de cette substance comme haptène de Wassermann. Après action de l'acide acétique chaud, sur le cardiolipide hydrogéné, on obtient des phosphatides possédant des compositions très différentes de celle du cardiolipide : P, 5 à 6,2 %; acides gras/phosphore, 1,5 à 1,2; glycérol/phosphore, 1,3 à 1,1; fonction acide/phosphore, 1,2 à 1,32. Ils sont cependant doués d'une activité sérologique très élevée, à peine inférieure à celle du cardiolipide.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(¹) M. Faure et M. J. Morelec-Coulon, *Ann. Inst. Pasteur*, 91, 1956, p. 537.

(²) M. Faure et M. J. Morelec-Coulon, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1104.

(³) M. Faure, *Ann. Inst. Pasteur*, 76, 1949, p. 465.

MICROBIOLOGIE DU SOL. — *Enfouissement de paille et développement de bactéries cellulolytiques aérobies dans le sol.* Note (*) de Mme **Ginette Simon-Sylvestre**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Après l'addition de paille à un sol, on assiste à un développement intensif des bactéries et des champignons cellulolytiques aérobies qui prennent une part active à l'humidification des matières organiques.

Dans une Note précédente (¹), nous avons signalé une augmentation du nombre et de l'activité des microorganismes, lors des enfouissements de paille dans le sol. Étant donné la teneur élevée des pailles en cellulose et hémicelluloses, il est tout à fait logique de penser que ces enfouissements influencent en particulier les bactéries cellulolytiques.

Il est connu, d'autre part, que cette pratique culturale exige, si l'on veut éviter un effet dépressif sur les cultures, un apport d'azote minéral qui sera utilisé par les microorganismes au cours de la décomposition des pailles.

Dans le présent travail, nous avons étudié l'influence des enfouisse-

ments de paille sur le développement des bactéries cellulolytiques aérobies, en présence d'azote minéral. Nous avons utilisé le même mode opératoire que précédemment [1]; la terre a été, de plus, enrichie avec des doses d'azote ammoniacal allant depuis 5 jusqu'à 46,6 mg d'N pour 100 g de sol. La technique simple de Winogradsky [2] nous a permis d'estimer le pourcentage de grains de terre ou de brins de paille fertiles existant à un moment donné dans les mélanges.

Des boîtes de silicogel, imprégnées de la solution nutritive de Winogradsky enrichie en nitrates, sont recouvertes de papier et ensemencées avec des grains de terre ou des brins de paille de grosseur identique.

Le papier représente la seule source de carbone fournie aux bactéries cellulolytiques et ainsi, dans ce milieu électif, seuls les grains renfermant des germes cellulolytiques s'entourent d'une colonie colorée.

En absence de paille, les pourcentages de grains fertiles sont faibles et ils ne présentent pratiquement pas de différence suivant les doses d'azote ajoutées, ni suivant les temps d'incubation. Il faut toutefois remarquer une légère augmentation de ces pourcentages pour le 7e et le 10e jour, due, sans doute, à un réveil de la flore cellulolytique de la terre qui venait d'être mise dans des conditions favorables de température et d'humidité.

En présence de paille, par contre, les pourcentages augmentent très rapidement et dès le 4e jour, c'est une véritable explosion : tous ou presque tous les grains de terre deviennent fertiles; les colonies apparaissent d'ailleurs très tôt, car quatre jours après l'ensemencement, on peut déjà faire des lectures, qui dans bien des cas, seront définitives. L'activité des bactéries cellulolytiques aérobies est très intense lors des enfouissements de paille, puisque pendant toute la durée de nos expériences, les pourcentages resteront à leur valeur maximum.

La décomposition biologique de la cellulose s'accompagne d'une consommation d'azote par les microorganismes pour leurs synthèses cellulaires, et ceci peut expliquer le fait que la terre seule en présence de paille, présente moins de grains fertiles que les autres essais enrichis en azote, tout au moins au début des expériences. La plus faible dose (dose 1) paraît suffire aux bactéries cellulolytiques aérobies.

Jusque vers un mois d'incubation, il arrive fréquemment que la majorité et même la totalité des grains de terre soient entourés de colonies, vert gazon, que nous avons identifiées être dues à *Cellfalcicula viridis*. La coloration verte est surtout visible à la face profonde du papier et elle diffuse en profondeur dans le gel. On trouve également, mais en très petite quantité, des colonies jaune brun.

Après un mois, les colonies vertes ont totalement disparu et elles sont

remplacées par des colonies jaune brun, jaune d'œuf, où un examen au microscope révèle la présence de *Cytophaga.*

Il est d'autre part intéressant de noter que fréquemment les boîtes de silicogel, ensemencées avec des grains de terre ou des brins de paille fertiles, sont envahies par un mycélium blanchâtre très important dû au développement de champignons cellulolytiques qui semblent avoir, eux aussi, un rôle très actif dans la décomposition des pailles enfouies.

Plusieurs conclusions peuvent être déduites de cette étude microbiologique :

— L'addition de paille à un sol entraîne un développement intensif de bactéries et de champignons cellulolytiques aérobies, lesquels jouent un rôle important dans la dégradation des matières organiques et dans la formation d'humus.

Il est probable qu'une étude des Azotobacter révèlerait l'existence, souvent signalée, d'associations Azotobacter-cellulolytiques.

— Deux flores cellulolytiques distinctes attaqueraient successivement la paille, la seconde bénéficiant vraisemblablement des produits de dégradation dela première [*cf.* J. Pochon ([3])].

([1]) Mme G. Simon, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1781.
([2]) Winogradsky, *Microbiologie du sol. Problèmes et méthodes*, 1949, p. 533.
([3]) J. Pochon et Mlle de Barjac, *Traité de microbiologie des sols*, 1958.

A 15 h 40 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

L'Académie procède à la constitution des délégations françaises aux Assemblées des Unions internationales suivantes :

1° Sur la proposition du Comité National français de Mathématiciens, transmise par M. **Paul Montel**, pour l'Assemblée de l'**Union internationale de Mathématiques**, qui doit avoir lieu à Edimbourg, du 14 au 21 août 1958, sont délégués :

MM. **Paul Montel**, **Arnaud Denjoy**, **Jean Leray**, Membres de l'Académie, **Paul Dubreil.**

Comme Membres adjoints ou suppléants :

MM. **Marcel Brelot**, **Szolem Mandelbrojt**, **Laurent Schwartz**, **Jean Favard.**

2° Sur la proposition du Comité national d'Astronomie, transmise par M. **André Danjon**, pour l'Assemblée que l'**Union Astronomique internationale** doit tenir à Moscou, du 13 au 20 août 1958, sont désignés :

Comme délégués munis de pouvoirs spéciaux :

MM. **André Danjon**, Membre de l'Académie, **Charles Fehrenbach**, **Paul Couderc**.

Comme délégués techniques :

MM. **Gaston Fayet**, **André Couder**, Membres de l'Académie, **Alexandre Dauvillier**, Correspondant de l'Académie, **Jean Dufay**, **Émile Paloque**, **Pierre Lacroute**, **Pierre Semirot**, **Jean Rösch**, **Jean Delhaye**, **Lucien d'Azambuja**, **Daniel Chalonge**, **Nicolas Stoyko**, **André Lallemand**, **Daniel Barbier**, **Jean-François Denisse**, **Paul Muller**, **Georges Meyer**, **Evry Schatzman**, **Vladimir Kourganoff**, **Étienne Vassy**, **André Gougenheim**, **Jean-Jacques Levallois**, **Jean Terrien**, **Bernard Decaux**.

Comme délégués adjoints :

Mme **Camille Flammarion**, Mlles **Marie Bloch**, **Renée Canavaggia**, Mmes **Louis Herman**, **Lucien d'Azambuja**, Mlle **Lucienne Divan**, MM. **Jacques Lévy**, **Marius Laffineur**, **Jean-Claude Pecker**, **Théo Weimer**, **Roger Bouigue**, **Audouin Dollfus**, **Paul Couteau**, **Henri Camichel**, **Maurice Duchesne**, **Michel Treillis**, **Robert Robley**, **Joseph Bigay**, **Georges Courtes**, **Hervé Fabre**, **André Patry**, **Louis Arbey**, Mme **André Duflot**, MM. **Bernard Guinot**, **Roger Cayrel**, **Gérard Wlerick**, **Jacques Boulon**, **Henri Andrillat**, Mmes **Henri Andrillat**, **Jean-Claude Pecker**, MM. **Jean-Louis Steinberg**, **Émile-Jacques Blum**, **Jacques Arsac**.

3° Sur la proposition du Comité français des Sciences biologiques transmise par M. **Paul Vayssière**, pour l'Assemblée que l'**Union internationale des Sciences biologiques** doit tenir à Londres, du 9 au 23 juillet 1958, sont désignés :

Comme délégués officiels :

MM. **Jacques Millot**, **Paul Vayssière**, **Georges Viennot-Bourgin**.

Comme représentants aux diverses Sections scientifiques :

MM. **Pierre Chouard**, **Roger Ulrich**, **Édouard Boureau**, **Étienne Wolff**, **Jean Roger**, **Robert-Philippe Dollfus**, **Claude Dupuis**, **Pierre Viette**, **Pierre Bonnet**, **Jean Théodoridès**, **Max Lamotte**.

Comme observateurs :

MM. **Louis Fage**, **Pierre-Paul Grassé**, Membres de l'Académie, **Louis Gallien**, **Lucien Berland**, **Jacques Forest**, **Raymond Cavier**, **Roger Husson**, **Alain-G. Chabaud**, **Marc André**, **Paul Pesson**, **Charles Noirot**, **Georges Teissier**.

4° Sur la proposition du Comité permanent du Conseil national de la Protection de la nature, transmise par M. **Roger Heim**, pour l'Assemblée générale que l'**Union internationale pour la Conservation de la nature et de ses ressources** tiendra à Athènes, du 10 au 19 septembre 1958, sont délégués :

MM. **Roger Heim**, **Clément Bressou**, Membres de l'Académie, **Théodore Monod**, Correspondant de l'Académie, **François Bourlière**, **Gustave-Henri Lestel**, **Jean Guilloteau**, **Jean Dorst**, **André Reymond**.

La séance est levée à 16 h.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de février 1958.

(*Suite.*)

Publications éditées par l'Académie des sciences de l'Ukraine.

Histoire de la technique. Technique :

1. *Georgiï Fedorovitch Proskura*, par D. Ia. Aleksapolskii. Kiev, 1956, 20 p., 1 brochure 20 cm (en langue russe).
2. *Questions concernant la fourniture d'énergie à la campagne. Recueil d'articles.* Kiev, 1956, 196 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).
3. *Résistance à la circulation de l'eau dans les grands canaux de terre*, par M. M. Didkovskiï et I. A. Rodionov. Kiev, 1956, 79 p., 1 vol. 22 cm (en langue russe).
4. *Système autorégulateur de réglage automatique*, par A. G. Ivakhnenko. Kiev, 1957, 52 p., 1 brochure 22 cm (en langue russe).
5. *Recherches sur les questions de stabilité et de solidité. Recueil d'articles dédiés à l'académicien A. N. Dinnik.* Kiev, 1956, 276 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

7 8. 9. *Esquisse pour une histoire de la technique. Recueil d'articles.* Kiev, 1 (1954,

99 p.); 2 (1955, 122 p.); 3 (1956, 151 p.); 4 (1957, 144 p.), 4 vol. 22 cm (en langue ukrainienne).

11. *Flottage et constructions flottantes sur les fleuves d'Ukraine*, par B. A. Pychkin et A. V. Piotrovskiï. Kiev, 1955, 161 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

14. *Recherche sur le mouvement des navires dans les chenaux balisés*, par G. I. Soukhomel, V. M. Zass et L. I. Iankovskiï. Kiev, 1956, 163 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

15. *Choix d'un procédé d'exploitation des fonds miniers*, par K. I. Tatomir. Kiev, 1956, 116 p., 1 vol. 26,5 cm (en langue russe).

16. *Recherche sur le travail des machines excavatrices*, par A. S. Fidelev, I. Z. Garmach et A. N. Turenko. Kiev, 1956, 67 p., 1 brochure 22 cm (en langue russe).

17. *Oscillations des systèmes élastiques*, par A. P. Philippov. Kiev, 1956, 322 p., 1 vol. 26 cm (en langue russe).

19. *Utilisation en technologie énergétique des combustibles locaux.* Auteurs : V. I. Tolubinskiï et autres. Kiev, 1956, 131 p., 1 vol. 22 cm (en langue russe).

20. *Développement des sciences techniques dans les pays de démocratie populaire*, par A. N. Chtcherban. Kiev, 1955, 27 p., 1 brochure 20 cm (en langue russe).

Mathématiques. Physique. Chimie. Géologie. Hydrologie :

22. *Formation et destruction d'éléments chimiques dans l'univers*, par E. S. Burkser. Kiev, 1956, 59 p., 1 brochure 20 cm (en langue ukrainienne).

25. *La situation géochimique dans les contrées sud de l'Ukraine et pronostic de ses variations possibles du fait de l'irrigation.* Auteurs : E. S. Burkser et divers. Kiev, 1956, 136 p., 1 vol. 22 cm (en langue russe).

26. *Atomes (marqués) artificiellement radioactifs et leur emploi dans l'industrie*, par S. D. Gertsriken. Kiev, 1955, 55 p., 1 brochure 20 cm (en langue ukrainienne).

27. *Structure et cristallisation du liquide. Essais choisis*, par V. I. Danilov. Kiev, 1956, 568 p., portrait, illustrations, 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

28. *Travaux choisis*, par A. N. Dinnik. Kiev, 1 (1952, 152 p.); 3 (1956, 308 p.), 2 vol. 26,5 cm (en langue russe).

29. 30. *Essai bibliographique sur le développement de la chimie colloïdale russe*, par A. V. Dumanskiï et I. A. Dumanskiï. Fasc. 1 (2e édition). Kiev, 1952, 148 p. Fasc. 2, par A. V. Dumanskiï (1936-1941). Kiev, 1955, 240 p., 2 vol. 22 cm (en langue russe).

31. *Analyse paragénétique des roches cristallines de Podolie dans la région de Vinnitsa*, par V. P. Kostiouk. Kiev, 1955, 112 p., 1 vol. 22 cm (en langue russe).

32. *L'eau argentifère. Ses qualités et son emploi*, par L. A. Kulskiï. Kiev, 1956, 40 p., 1 brochure 20 cm (en langue russe).

33. *Travaux choisis sur la géologie du Bassin du Donetz*, par L. I. Lutugin. Kiev, 1956, 217 p., portrait et planches, 1 vol. 23 cm (en langue russe).

34. *Matériaux de la discussion sur le problème de la provenance et de la migration du pétrole.* Kiev, 1955, 363 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

35. *Schistes à ménilites comme matières premières pour l'industrie des matériaux de construction*, par V. B. Porfiriev et divers. Kiev, 1956, 39 p., 1 brochure 20 cm (en langue russe).

36. *Pétrographie des formations ferro-siliceuses d'Ukraine*, par N. P. Semenenko et divers. Kiev, 1956, 536 p., 1 vol. 26,5 cm (en langue russe).

38. *L'électron en chimie. Travaux choisis*, par L. V. Pisarjevskiï. Kiev, 1956, 191 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

39. *Matériaux de construction naturels d'origine minérale en Crimée*, par M. N. Poliakova et A. F. Sludskiï. Kiev, 1955, 126 p., 1 vol. 20 cm (en langue russe).

40. *Sur quelques méthodes asymptotiques dans la théorie des équations différentielles*, par I. M. Rapoport. Kiev, 1954, 290 p., 1 vol. 26,5 cm (en langue russe).

41. *Méthodes générales de calcul d'approximation de Tchebichef. Problèmes à paramètres linéaires*, par E. Ia. Remez. Kiev, 1957, 454 p., 1 vol. 26,5 cm (en langue russe).

44. *Théorie générale du quadripôle*, par V. P. Sigorskiï. Kiev, 1955, 315 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

46. *Le polymorphisme moléculaire*, par S. S. Urazovskiï. Kiev, 1956, 336 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

Biologie. Microbiologie. Hydrobiologie. Médecine. Biochimie. Zoologie :

51. 52. *Travaux choisis*. 1. *Peste*. Kiev, 1956, 286 p.; 2. *Choléra, syphilis, travaux épidémiologiques et autres*, par D. K. Zabolotnyï. Kiev, 1957, 322 p., 2 vol. 26,5 cm (en langue russe).

53. *Quelques questions de régulation de la circulation du sang dans les conditions de l'hypertension expérimentale*, par M. A. Kondratovitch. Kiev, 1956, 112 p., 1 vol. 21 cm (en langue russe).

(*A suivre.*)



ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 31 MARS 1958.

PRÉSIDENCE DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** signale à l'Académie qu'à l'occasion des fêtes de Pâques, la prochaine séance hebdomadaire de l'Académie aura lieu le mercredi 9 avril au lieu du lundi 7.

ASTRONOMIE. — *Sur le mécanisme de l'activité solaire.* Note (*) de M. Alexandre Dauvillier.

L'auteur montre comment la combinaison de deux effets mécaniques, résidus de la genèse du système solaire, engendrent la formation polaire de champs magnétiques s'inversant selon la loi de Hale et dérivant en 22 ans, jusqu'à l'équateur. Le mécanisme est justifié par l'observation de taches jusqu'à 72° de latitude.

Dans une précédente Note ([1]) nous avons exposé une conception électromagnétique de la granulation assimilant la matière photosphérique au plasma de la colonne positive étudié par P. Villard (1906). Depuis, la théorie des planètes jumelles nous a montré que l'activité solaire était due à la combinaison de deux effets mécaniques résiduels de la formation du système solaire. Ce sont : la rotation différentielle superficielle bien connue, et une oscillation selon un axe normal à celui de la rotation. Les planètes jumelles étaient émises à la cadence de 22 ans, période de cette oscillation résiduelle. Celle-ci est à la limite des possibilités de l'observation, mais nombre de mesures, quelque peu discordantes, plaident néanmoins en faveur de sa réalité. Nous voulons montrer comment l'activité est un phénomène non interne, mais purement superficiel, prenant naissance tous les 11 ans aux *pôles* du Soleil et dérivant en 22 ans jusqu'à $\pm$ 10°.

Les taches ne prennent pas naissance, comme on l'a cru, sur les parallèles $\pm$ 35° 16′, communs à la sphère et au sphéroïde de révolution aplati de même volume, dû à la rotation. Des taches apparaissent en effet, fré-

quemment et en nombre décroissant, jusqu'à $\pm 45^\circ$. D'autre part, Tisserand a montré comment la rotation était trop lente pour provoquer un aplatissement appréciable.

La loi de Spörer semble conduire à une limite statistique tendant asymptotiquement vers la latitude $\pm 10^\circ$, vers la fin des cycles. Nous avons reconnu qu'il ne s'agissait pas d'une asymptote, mais du sommet d'une parabole. L'extrapolation de cette loi parabolique montre que la courbe débute au pôle 11 ans avant l'apparition des taches vers $\pm 30^\circ$. Leur véritable période est 22 ans et celles se manifestant aux latitudes plus élevées appartiennent au *cycle suivant* déjà né. Nous avons trouvé une confirmation de cette interprétation dans l'examen des courbes de Spörer établies par G. Hale au Mont Wilson entre 1908 et 1926. Lors du maximum d'activité de 1915-1916, des taches ont été observées temporairement aux latitudes : -59°, -63°, -65° et -72°. Or, si l'on extrapole les courbes de Spörer du cycle suivant 1923-1933, la loi parabolique montre que la latitude maxima d'apparition des taches en 1915 était de 72°. Les taches de latitude supérieure ne sont plus observables par suite de l'incidence. D'après Maunder (1917) la limite serait $\pm 71^\circ$.

La courbe de Spörer traduit donc une dérive résultant de la combinaison de la rotation différentielle et d'un mouvement d'ensemble de la surface depuis les pôles jusqu'à l'équateur. Le premier est purement mécanique, tandis que le second est de nature électromagnétique.

La période d'oscillation de 22 ans engendre un mouvement général de la matière solaire parallèlement à la direction de l'axe d'oscillation, normal à l'axe de rotation, le volume demeurant constant. Ce mouvement n'apparaît à la surface qu'au voisinage des pôles et dans le plan contenant ces deux axes. Sa combinaison avec la rotation différentielle orthogonale, fait naître des tourbillons polaires tous les 11 ans, soit lorsque la vitesse est maxima et que le Soleil est sphérique. Ces tourbillons sont de sens opposés aux deux pôles et l'on reconnaît qu'ils changent de sens lorsque le mouvement s'inverse, soit tous les 11 ans.

Si nous attribuons à la matière photosphérique les propriétés du plasma de l'arc électrique, ces tourbillons représenteront une circulation gyratoire de gaz ionisé chargé positivement, une partie des électrons complémentaires étant retenus sur les lignes de force des champs magnétiques superficiels.

Cependant, un effet Rowland serait numériquement inadéquat. Mais, comme la rotation magnétique de l'arc engendre un mouvement tourbillonnaire du gaz, sa rotation mécanique engendre un champ magnétique. L'arc est ici produit par la présence accidentelle d'une région « chaude » ou « froide » au centre du tourbillon. La pression électronique thermique

différentielle engendre un courant de conduction radial, transformé en *spirale* par le mouvement.

Medicus et Wehner ont montré, en 1951, comment un arc transformant l'énergie thermique en énergie électrique pouvait être entretenu à partir d'une cathode chauffée artificiellement, sans source électrique extérieure. Dufour et Ch. E. Guye ont signalé une rotation *spontanée* de l'arc, le champs produit *accroissant* le mouvement. L'énergie mécanique du tourbillon ne fait qu'amorcer le phénomène, l'énergie magnétique étant empruntée à la haute température du gaz. Ces champs magnétiques seront les *centres d' activité*, lieux d'apparition des taches. Ils naîtront sur le même *méridien* actif dans les deux hémisphères, avec des polarités *opposées* qui se *renverseront* tous les 11 ans : c'est la loi de Hale. Le mécanisme précise la polarité, mais ne rend compte, ni des taches bipolaires, ni des segmentations, ni des « sauts » en avant.

Ces tourbillons ne se traduisent par aucune circulation superficielle apparente, car ils ne peuvent exister qu'à un niveau plus profond, où la pression est de l'ordre de l'atmosphère, afin d'équilibrer la pression magnétique. Ils peuvent persister durant 22 ans, grâce à l'absence de frottements. Leurs dimensions varient constamment, par suite de leur instabilité. Leur renforcement temporaire peut être attribué au mécanisme magnéto-hydrodynamique suggéré par G. Gouy ([2]). Les dépressions de la photosphère causant les taches n'apparaissent que lorsque la pression magnétique devient élevée. Elles doivent toujours renaître dans les *mêmes* centres magnétiques persistants d'activité.

Les électrons libres complémentaires étant retenus par le champ magnétique central, il s'établit une différence de potentiel entre la tache et le tourbillon positif sous-jacent. On conçoit dès lors comment une décharge disruptive ayant le caractère de l'arc, peut apparaître au-delà d'une certaine limite, en causant une fulguration.

Si les centres d'activité solaires prennent bien naissance aux pôles, ce mécanisme contribue à justifier la théorie des planètes jumelles, mais il soulève nombre de problèmes relevant de la théorie et de l'expérimentation sur les tubes à vide et sur l'arc.

Les deux effets mécaniques résiduels amorçant l'activité solaire devaient être d'une bien plus grande amplitude lors de la naissance du système solaire qu'aujourd'hui. Ils se sont amortis exponentiellement. Ainsi conçoit-on comment l'activité a pu être plus grande dans le passé et, tout particulièrement, à l'époque où la Terre a acquis son magnétisme.

(*) Séance du 24 mars 1958.

([1]) A. Dauvillier, *Comptes rendus*, 198, 1934, p. 902.

([2]) G. Gouy, *Comptes rendus*, 155, 1912, p. 608; 156, 1913, p. 512.

M. René Garnier présente une brochure intitulée *Centenaire de la Naissance de Émile Picard.* Il s'exprime ainsi :

Cette brochure a pu être éditée grâce au concours de l'Éducation Nationale, et grâce à une importante subvention de l'Association des Anciens Élèves de l'École Centrale, que je suis heureux de remercier de la part du Comité de patronage du Centenaire.

Il y eut plusieurs cérémonies commémoratives. La première le 27 Novembre 1956, à la Cité Universitaire, revêtit un double caractère, académique et universitaire. Le lendemain, sur l'initiative de notre Confrère, M. le Directeur Poivilliers, il y eut à l'École Centrale une seconde solennité; elle se déroula dans l'amphithéâtre même ou, durant 44 ans, É. Picard enseigna la Mécanique Générale. On trouvera dans la brochure les discours qui ont été prononcés à ces deux cérémonies, ainsi qu'au dîner qui, à la Maison des Centraux, clôtura brillamment ces manifestations. La brochure contient enfin les télégrammes et adresses envoyés par des académies, universités ou personnalités diverses.

De tous ces témoignages, comme aussi des réponses qui nous furent adressées lors de la constitution du Comité, se dégage une même impression : le souvenir reste toujours très vivant de celui qui fut le chef de notre École française de Mathématiques et qui, pendant plus d'un demi-siècle, appartint à notre Compagnie.

M. le Secrétaire perpétuel dépose sur le bureau les Ouvrages suivants : 1° *Temps, espace, matière. Leçons sur la théorie de la Relativité générale*, par Hermann Weyl, traduites sur la 4e édition allemande, par Gustave Juvet et Robert Leroy. Nouveau tirage photographique augmenté de commentaires par M. Georges Bouligand ; 2° *Théorie mathématique des phénomènes électrodynamiques uniquement déduite de l'expérience*, par André-Marie Ampère. Nouveau tirage photographique augmenté d'un avant-propos de M. Edmond Bauer.

M. Corneille Heymans adresse en hommage à l'Académie une série de tirages à part de ses travaux de Pharmacologie.

DÉSIGNATIONS.

M. Louis Leprince-Ringuet est désigné pour représenter l'Académie à la Cérémonie qui aura lieu à Londres les 5 et 6 juin 1958, à l'occasion du cinquantième anniversaire de la Fédération britannique des Alliances françaises.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire d'Électrochimie déclarée vacante au Conservatoire National des Arts et Métiers, à la suite du décès de M. *René Audubert*, pour la première ligne, M. *Maurice Bonnemay*, obtient 34 suffrages. Il y a 1 bulletin nul et 2 bulletins blancs.

Pour la seconde ligne, l'Académie, constatant qu'aucune autre candidature ne s'est produite, décide à l'unanimité, qu'elle présentera à M. le Ministre de l'Éducation Nationale :

En ligne unique................ M. **Maurice Bonnemay**.

CORRESPONDANCE.

L'Académie est informée de la **deuxième « World Conference on Earthquake Engineering »** qui aura lieu à Tokyo, du 5 au 9 juillet 1960.

M. le **Secrétaire perpétuel**, signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Haut Commissariat de la République en Afrique occidentale française. Service de Géologie et de prospection minière. Service de la carte géologique. *Feuilles de Conakry Est* et *Conakry Ouest au* 1/500 000e, par Louis Delaire;

2° *Johann Heinrich Merck und sein Bekenntnis zur französischen Revolution*, parties I et II, par Hermann Bräuning-Oktavio;

3° Academia Sinica. *Acta scientia sinica*. Volume I, nos 1 et 2.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur un théorème de Wiener-Lévy.*

Note (*) de M. **Jean-Pierre Kahane**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Le théorème de Wiener-Lévy, exprimant qu'une fonction analytique d'une fonction de la classe A est une fonction de la classe A, ne peut s'étendre en remplaçant « analytique » par « quasi analytique » au sens de Denjoy-Carleman.

On doit à MM. N. Wiener et P. Lévy le théorème suivant, qu'on peut étendre de diverses manières :

Soit A *l'ensemble des fonctions à valeurs complexes*, 2π*-périodiques, dont la série de Fourier converge absolument. Soit* A_r *la partie de* A *formée des* $f \in A$ *à valeurs réelles. Dès que* F *est une fonction analytique de variable réelle et que* f *appartient à* A_r, $F \circ f$ *appartient à* A, $[F \circ f(x) = F(f(x))]$.

$\{M_n\}$ étant une suite de nombres positifs ($n = 1, 2, \ldots,$), désignons par $K\{M_n\}$ la classe des fonctions F de variable réelle, à valeurs complexes,

indéfiniment dérivables, telles que la suite $\{M_n^{-1}F^{(n)}(x)\}$ soit uniformément bornée sur tout compact. On sait [*cf.* ([1]), p. 240] que $K\{M_n\}$ contient des fonctions non analytiques si et seulement si $\overline{\lim\limits_{n\to\infty}}(1/n)(M_n^c)^{1/n}=\infty$, $\{M_n^c\}$ étant la « régularisée convexe » de $\{M_n\}$, c'est-à-dire la plus grande des suites inférieures (terme à terme) à $\{M_n\}$, et dont le logarithme est fonction convexe de n. Nous allons montrer que, dans ce cas, on ne peut pas étendre le théorème de Wiener-Lévy en remplaçant dans l'énoncé ci-dessus « fonction analytique » par « fonction $\in K\{M_n\}$ », en particulier, on peut prendre pour $K\{M_n\}$ toute classe quasi analytique non réduite à une classe analytique.

THÉORÈME. — *Quelle que soit la classe* $K\{M_n\}$ *contenant des fonctions non analytiques, il existe une* $F\in K\{M_n\}$ *et une* $f\in A_r$, *telles que* $F\circ f\notin A$.

La démonstration se fonde sur les lemmes 1, 2 et 5 suivants. $\{\omega_n\}$ étant une suite de nombres ≥ 1, on désigne par $A\{\omega_n\}$ l'ensemble des fonctions $F=\sum_{-\infty}^{\infty}a_n e^{inx}$, telles que $\sum_{-\infty}^{\infty}|a_n|\omega_n<\infty$. On pose $\|F\|=\sum_{-\infty}^{\infty}|a_n|$.

LEMME 1. — $\{M_n\}$ *satisfaisant la condition de l'énoncé, il existe une suite* $\{\omega_n\}$, *satisfaisant* $\underline{\lim}(\omega_n)^{1/n}=1$, *telle que* $A\{\omega_n\}\subset K\{M_n\}$.

LEMME 2. — *Soit* $f\in A_r$ *telle que, pour chaque* $F\in A\{\omega_n\}$ *on a* $F\circ f\in A$. *Alors*

$$\|e^{inf}\|=O(\omega_n)\qquad(n\to\pm\infty).$$

LEMME 3. — *Il existe une constante absolue* C *telle que, pour tout entier* $\lambda\neq 0$, *et tout* r *réel, on ait*

$$\|e^{ir\cos\lambda x}\|=\|e^{ir\cos x}\|>(1+Cr)^{\frac{1}{2}}.$$

LEMME 4. — *Étant donné* $r>0$, *il existe des entiers* $\lambda_1=1,\lambda_2,\ldots,\lambda_N$ *assez espacés pour que* $\varphi_r(x)=(1/N)(\cos\lambda_1 x+\cos\lambda_2 x+\ldots+\cos\lambda_N x)$ *satisfasse*

$$\|e^{ir\varphi_r}\|>\left(1+\frac{Cr}{2N}\right)^{\frac{N}{2}}>e^{\frac{Cr}{5}}=e^{C'r}.$$

LEMME 5. — *Étant donné une suite d'entiers positifs* $\{n_\nu\}$, *et une suite positive* $\{\alpha_\nu\}$ $(\nu=1,2,\ldots)$ *telle que* $\sum_1^{\infty}\alpha_\nu<\infty$, *il existe une suite d'entiers* $\{\mu_\nu\}$ *assez espacés pour que* $f(x)=\sum_1^{\infty}\alpha_\nu\varphi_{\alpha_\nu n_\nu}(\mu_\nu x)$ *satisfasse*

$$\|e^{in_\nu f}\|>\frac{1}{2}\|e^{i\alpha_\nu n_\nu\varphi_{\alpha_\nu n_\nu}}\|>\frac{1}{2}e^{C'\alpha_\nu n_\nu}.$$

Le lemme 1 est facile à démontrer [on peut s'appuyer sur ([1]), p, 18]. Le lemme 2 découle du théorème du graphe fermé, exprimé pour l'application $F\to F\circ f$ de $A\{\omega_n\}$ dans A. Les lemmes 3, 4, 5 s'enchaînent. Le lemme 3 s'établit par un calcul assez serré [*voir* ([2])]. Les lemmes 4 et 5 sont évidents, avec un peu d'attention.

Il suffit maintenant, $\{M_n\}$ étant donnée, de choisir $\{\omega_n\}$ comme au lemme 1, puis $\{n_\nu\}$ et $\{\alpha_\nu\}$ de façon que $\omega_{n_\nu} < (1/\nu)\,e^{C'\alpha_\nu n_\nu}$, $\sum \alpha_\nu < \infty$, puis f comme au lemme 5. Le lemme 2 établit alors le théorème.

Remarque. — Il est naturel de se demander s'il existe *une* F non analytique telle que, pour toute $f \in A_r$, on ait $F \circ f \in A$. Nous n'en connaissons pas, et il semble difficile d'en construire, en vertu de la proposition suivante :

Si F *est périodique et que, quel que soit* $f \in A_r$, *les normes* $\| F \circ (f + a) \|$ *sont uniformément bornées pour toutes les constantes réelles* a, F *est analytique.*

Cette proposition est facile à démontrer par la même méthode que le théorème, en écrivant $F(x) = \sum_{-\infty}^{\infty} a_n e^{in\Omega x}$, et en observant que l'hypothèse entraîne $a_n \| e^{in\Omega f} \| = o(1)$.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) S. Mandelbrojt, *Séries adhérentes*, Paris, 1952.

(2) J.-P. Kahane, *J. Math. pures et appl.*, 35, 1956, p. 249-259.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Analyse spectrale sur Z_n.*

Note (*) de M. **Marcel Lefranc**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Soit **E** l'espace vectoriel des fonctions à valeurs complexes de n variables $x_1, x_2, \ldots, x_n$ prenant les valeurs entières positives, négatives ou nulles ; **E** est muni de la topologie de la convergence simple. Le dual **F** de **E** est identifié à l'ensemble des polynomes P à exposants positifs, négatifs ou nuls de n indéterminées $y_1, y_2, \ldots, y_n$ à coefficients complexes :

$$P(y_1, y_2, \ldots, y_n) = \sum_{i_1, i_2, \ldots, i_n} \alpha(i_1, i_2, \ldots, i_n)\, y_1^{i_1} y_2^{i_2} \ldots y_n^{i_n},$$

où les i_k sont des entiers positifs, négatifs ou nuls et où tous les α sont nuls sauf un nombre fini.

$P \in \mathbf{F}$ est considéré comme fonction linéaire sur **E**, dont la valeur pour $f \in \mathbf{E}$ est

$$\langle P, f \rangle = \sum \alpha(i_1, i_2, \ldots, i_n)\, f(i_1, i_2, \ldots, i_n).$$

Si $\langle P, f \rangle = 0$ on dit que P et f sont orthogonaux.

On définit dans **F** le produit des polynomes de la façon habituelle, **F** est muni de sa structure d'anneau. $\mathbf{F}^*$ désigne le sous-anneau de **F** des polynomes à exposants positifs ou nuls.

Soit **A** un sous-espace vectoriel fermé de **E** :

1° On dit que **A** est invariant par translations si $f(x_1, x_2, \ldots, x_n) \in \mathbf{A}$

entraîne que $f(i_1+x_1, i_2+x_2, \ldots, i_n+x_n) \in \mathbf{A}$ quels que soient les entiers $i_1, i_2, \ldots, i_n$;

2° $f \in \mathbf{E}$ est une exponentielle polynome si elle est de la forme

$$f = Q(x_1, \ldots, x_n)\xi_1^{x_1}\xi_2^{x_2}\ldots\xi_n^{x_n}$$

où Q est un polynome et les ξ_j des nombres complexes tous différents de zéro.

3° Désignons par $\mathbf{a}$ l'ensemble des $P \in \mathbf{F}$ tels que $\langle P, f\rangle = 0$ quel que soit $f \in \mathbf{A}$, on sait que $\mathbf{A}$ est aussi l'ensemble des $f \in \mathbf{E}$ orthogonaux à $\mathbf{a}$, et la condition nécessaire et suffisante pour que $\mathbf{A}$ soit invariant par translations est que $\mathbf{a}$ soit un idéal de $\mathbf{F}$.

Les résultats suivants sont faciles à démontrer :

a. $\mathbf{F}$ est un anneau nœthérien ;

b. Soit $\mathbf{a}$ un idéal de $\mathbf{F}$, $\mathbf{a}^* = \mathbf{a} \cap \mathbf{F}^*$ est un idéal de $\mathbf{F}^*$;

c. Tout idéal différent de $\mathbf{0}$ et de $\mathbf{F}$ se met sous la forme $\mathbf{a} = \mathbf{Q}_1 \cap \mathbf{Q}_2 \cap \ldots \cap \mathbf{Q}_k$ où les $\mathbf{Q}_j$ sont des idéaux primaires de $\mathbf{F}$, $\mathbf{Q}_i$ étant associé à l'idéal premier $\mathbf{P}_i$ avec $\mathbf{P}_i \neq \mathbf{P}_j$ pour $i \neq j$; alors les $\mathbf{Q}_i^*$ sont des idéaux primaires de $\mathbf{F}^*$ associés respectivement aux idéaux premiers $\mathbf{P}_i^*$ et $\mathbf{P}_i^* \neq \mathbf{P}_j^*$ pour $i \neq j$ et

$$\mathbf{a}^* = \mathbf{Q}_1^* \cap \mathbf{Q}_2^* \cap \ldots \cap \mathbf{Q}_k^*;$$

d. Pour chaque valeur de $i = 1, 2, \ldots, k$ il existe $\xi_{i1}, \xi_{i2}, \ldots, \xi_{in}$: n nombres complexes tous différents de zéro tels que $P \in \mathbf{P}_i^*$ entraîne $P(\xi_{i1}, \xi_{i2}, \ldots, \xi_{in}) = 0$: sinon le monome $y_1 y_2 \ldots y_n$ serait annulé par tous les zéros de l'idéal $\mathbf{P}_i^*$ et d'après le théorème de Hilbert il existerait un entier positif ρ tel que $(y_1 y_2 \ldots y_n)^\rho \in \mathbf{P}_i^*$ ce qui entraînerait $\mathbf{P}_i = \mathbf{F}$;

e. Enfin d'après le théorème de Nœther-Lasker ([1]) pour qu'un polynome $P \in \mathbf{F}^*$ appartienne à $\mathbf{a}^*$, il faut et il suffit que pour chaque $i = 1, 2, \ldots, k$, le polynome P appartienne à l'idéal $(\mathbf{a}^*)_i$ engendré par $\mathbf{a}^*$ dans l'anneau $\mathbf{S}_i$ des séries formelles des n variables $(y_1 - \xi_{i1}), (y_2 - \xi_{i2}), \ldots, (y_n - \xi_{in})$.

Lemme 1. — *Pour que l'exponentielle polynome* $f = Q\xi_1^{x_1}\xi_2^{x_2}\ldots\xi_n^{x_n}$ *soit orthogonale à* $\mathbf{a}$ *il faut et il suffit qu'elle soit orthogonale à* $\mathbf{a}^*$.

La condition est suffisante : si $\langle P, f\rangle = 0$ quels que soit $P \in \mathbf{a}^*$ on a aussi $\langle y_1^{i_1}y_2^{i_2}\ldots y_n^{i_n}P, f\rangle = 0$ quels que soient $i_1, i_2, \ldots, i_n$ entiers positifs ou nuls. Or $\langle y_1^{i_1}y_2^{i_2}\ldots y_n^{i_n}P, f\rangle = \Pi(i_1, i_2, \ldots, i_n)\xi_1^{i_1}\xi_2^{i_2}\ldots\xi_n^{i_n}$ où Π est un polynome ; Π étant nul pour toutes les valeurs entières non négatives des variables, il est identiquement nul et $\langle y_1^{i_1}y_2^{i_2}\ldots y_n^{i_n}P, f\rangle = 0$ quels que soient les entiers $i_1, i_2, \ldots, i_n$ et f est orthogonal à $\mathbf{a}$.

En particulier pour que $\xi_1^{x_1}\xi_2^{x_2}\ldots\xi_n^{x_n}$ soit orthogonale à $\mathbf{a}$ il faut et il suffit que $\xi_1, \xi_2, \ldots, \xi_n$ soit un zéro à l'idéal $\mathbf{a}^*$ et d'après *d*, l'idéal $\mathbf{a}$ est orthogonal aux exponentielles $\xi_{i1}^{x_1}\xi_{i2}^{x_2}\ldots\xi_{in}^{x_n}$, $i = 1, \ldots, k$.

Lemme 2. — *Pour qu'un polynome* $P \in \mathbf{F}^*$ *appartienne à l'idéal* $(\mathbf{a}^*)_i$ *dans* $\mathbf{S}_i$ *il*

faut et il suffit que $\langle P, f\rangle = 0$ *quelle que soit l'exponentielle polynome*

$$f = Q\xi_{i1}^{x_1}\xi_{i2}^{x_2}\ldots\xi_{in}^{x_n}$$

orthogonale à **a**.

Pour tout entier positif s posons $x^{[s]} = (x+1)(k+2)\ldots(x+s)$, tout polynome $Q(x_1, x_2, x_n)$ peut s'écrire

$$Q = \sum \beta(j_1, j_2, j_n)\, x_1^{[j_1]} x_2^{[j_2]} \ldots x_n^{[j_n]}.$$

Si $P \in \mathbf{F}$ on a

$$\langle P, Q\xi_{i1}^{x_1}\xi_{i2}^{x_2}\ldots\xi_{in}^{x_n}\rangle = \left[\sum \beta(j_1, j_2, \ldots, j_n)\frac{\partial^{j_1+j_2+\ldots+j_n}}{\partial x_1^{j_1}\,\partial x_2^{j_2}\ldots\partial x_n^{j_n}}(P x_1^{j_1} x_2^{j_2}\ldots x_n^{j_n})\right]_{x_1=\xi_{i1},\ldots,x_n=\xi_{in}}.$$

Munissons $\mathbf{S}_i$ de la topologie de la convergence de chaque coefficient, on peut identifier le dual de $\mathbf{S}_i$ à l'ensemble des fonctions de la forme

$$\langle L, S\rangle = \left[\sum \beta(j_1, j_2, \ldots, j_n)\frac{\partial^{j_1+j_2+\ldots+j_n}}{\partial x_1^{j_1}\,\partial x_2^{j_2}\ldots\partial x_n^{j_n}}(S x_1^{j_1} x_2^{j_2}\ldots x_n^{j_n})\right]_{x_1=\xi_{i1},\ldots,x_n=\xi_{in}}.$$

D'après un théorème de Krull ([2]) tout idéal de $\mathbf{S}_i$ est fermé et $(\mathbf{a}^*)_i$ est l'ensemble des $S \in \mathbf{S}_i$ tels que $\langle L, S\rangle = 0$ quel que soit L vérifiant $\langle L, P\rangle = 0$ quel que soit $P \in \mathbf{a}^*$ ou, d'après le lemme 1, quel que soit $P \in \mathbf{a}$.

Enfin du lemme 2 et de e on déduit le

Théorème. — *Tout sous-espace vectoriel fermé* **A** *de* **E** *différent de* **0** *et de* **E** *est engendré par les exponentielles polynomes qu'il contient.*

Il existe un nombre fini d'exponentielles $\xi_{i1}^{x_1}\xi_{i2}^{x_2}\ldots\xi_{in}^{x_n} \in \mathbf{A}$, $i = 1, 2, \ldots, k$ tel que **A** soit le plus petit sous-espace vectoriel fermé contenant les exponentielles polynomes $Q\xi_{i1}^{x_1}\xi_{i2}^{x_2}\ldots\xi_{in}^{x_n}$ appartenant à **A**.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) Krull, *Idealtheorie.*

(2) H. Cartan, *Séminaire E. N. S.*, 1951-1952.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'existence de mesures avec une image donnée.* Note (*) de M. **Heinz Bauer**, présentée par M. Jean Leray.

Étant donné deux espaces localement compacts X, Y et une application continue φ de X dans Y, on donnera des conditions suffisantes pour qu'une ou toute mesure positive sur Y soit l'image de mesures positives sur X par l'application φ.

1. *Notations.* — Soient X et Y deux espaces localement compacts et φ une application continue de X dans Y. Nous désignerons par $\mathcal{K}(Y)$ l'espace vectoriel des fonctions numériques finies continues dans Y et à support compact, par $\mathfrak{M}(Y)$ [resp. $\mathfrak{M}(X)$] le cône convexe des mesures de Radon positives sur Y (resp. X).

Rappelons ce qu'on appelle image d'une mesure $\mu \in \mathfrak{M}(X)$. Dans le cas où la fonction $f \circ \varphi$ est μ-intégrable quelle que soit la fonction $f \in \mathcal{K}(Y)$, on appelle image $\nu = \varphi(\mu)$ de μ par l'application φ la mesure définie par $f \to \int f \circ \varphi \, d\mu$. C'est une mesure positive sur Y et on a par définition : $\int f \circ \varphi \, d\mu = \int f \, d\nu$ pour toute fonction $f \in \mathcal{K}(Y)$.

Nous dirons qu'une mesure $\nu \in \mathfrak{M}(Y)$ est *représentable* (comme image d'une mesure positive sur X par φ) s'il existe au moins une mesure $\mu \in \mathfrak{M}(X)$ telle que $\varphi(\mu)$ soit définie et telle que l'on ait $\varphi(\mu) = \nu$.

Même dans le cas où l'application φ est surjective, il existe en général des mesures non représentables sur Y.

2. *Un principe de localisation.* — Pour un sous-espace localement compact T de Y, nous désignerons par ν_T la mesure induite sur T par une mesure $\nu \in \mathfrak{M}(Y)$.

Définition 1. — Nous dirons qu'une mesure $\nu \in \mathfrak{M}(Y)$ est *localement représentable* si tout point y de Y possède un voisinage ouvert V dans Y tel que la mesure ν_V soit l'image d'au moins une mesure positive sur $U = \overset{-1}{\varphi}(V)$ par la restriction de φ à U.

Théorème 1. — *Pour qu'une mesure $\nu \in \mathfrak{M}(Y)$ soit représentable, il faut et il suffit qu'elle soit localement représentable.*

La démonstration de ce théorème utilise le lemme de Zorn.

Définition 2. — Nous dirons que l'application φ admet une *section locale* si tout point y de Y possède un voisinage V dans Y ayant la propriété suivante : il existe une application continue σ de V dans X telle que $\varphi \circ \sigma$ soit l'application identique.

On remarquera que l'existence d'une section locale entraîne que l'application φ est surjective.

Proposition 1. — *Si l'application φ admet une section locale, toute mesure $\nu \in \mathfrak{M}(Y)$ est représentable.*

Corollaire. — *Si X est un espace fibré localement compact et localement trivial [au sens de H. Cartan* ([1])*], toute mesure $\nu \geqq 0$ sur la base Y de X est l'image d'au moins une mesure $\mu \geqq 0$ sur X par la projection de X sur Y.*

3. *Applications propres et hypothèses de dénombrabilité.* — Rappelons qu'on dit qu'une application continue d'un espace localement compact dans un autre est *propre* si l'image réciproque de tout compact est un compact.

Théorème 2. — *Si l'application φ est propre et surjective, toute mesure $\nu \in \mathfrak{M}(Y)$ est représentable.*

La démonstration est basée sur un théorème de prolongement pour les formes linéaires positives ([2]).

Remarque. — D'après une communication de M. Choquet, G. Choquet et J. Deny, dans leurs recherches sur la théorie du potentiel, ont trouvé ce théorème indépendamment de nous, mais sous des hypothèses plus restrictives sur l'espace Y.

PROPOSITION 2. — *Soit* M *une partie de* $\varphi(X)$ *dont l'image réciproque* $\overset{-1}{\varphi}(M)$ *est la réunion d'une suite* $(K_n)_{n\geq 1}$ *de parties compactes de* X. *Alors toute mesure* $\nu \in \mathfrak{M}(Y)$ *concentrée sur* M *est représentable.*

On a comme conséquence le résultat suivant :

THÉORÈME 3. — *Si l'application* φ *est surjective et si l'espace* X *est dénombrable à l'infini, toute mesure* $\nu \in \mathfrak{M}(Y)$ *est représentable.*

Conséquence des théorèmes 1 et 3 :

PROPOSITION 3. — *Si l'application* φ *est surjective et si l'image réciproque de tout ensemble ouvert relativement compact est la réunion d'une suite d'ensembles compacts, toute mesure* $\nu \in \mathfrak{M}(Y)$ *est représentable.*

4. *L'espace* $\tilde{X}$. — Comme nous l'avons déjà signalé, même pour une application surjective φ, il existe en général des mesures non représentables. On a quand même le résultat suivant :

PROPOSITION 4. — *Si l'application* φ *est surjective, il existe un espace topologique* $\tilde{X}$ *ayant les propriétés suivantes* :

1° $\tilde{X}$ *est localement compact*; X *est un sous-espace dense de* $\tilde{X}$;

2° φ *peut être prolongée en une application continue propre* $\tilde{\varphi}$ *de* $\tilde{X}$ *sur* Y;

3° *pour tout couple* x_1, x_2 *de points distincts de* $\tilde{X}$ *n'appartenant pas à* X, *on a* $\tilde{\varphi}(x_1) \neq \tilde{\varphi}(x_2)$.

Par ces propriétés, l'espace $\tilde{X}$ *est déterminé uniquement, à une homéomorphie près laissant* X *ponctuellement invariant.*

COROLLAIRE. — *Toute mesure* $\nu \in \mathfrak{M}(Y)$ *est l'image d'au moins une mesure positive sur* $\tilde{X}$ *par l'application* $\tilde{\varphi}$.

On construit l'espace $\tilde{X}$ en utilisant la remarque suivante :

La restriction de $\tilde{\varphi}$ au complémentaire $\tilde{X}_i$ de X est une homéomorphie de $\tilde{X}_i$ sur l'espace Y_i des points y de Y n'ayant pas de voisinage V dans Y dont l'image réciproque $\overset{-1}{\varphi}(V)$ est compacte.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) *Cf.* Séminaire H. CARTAN, *École Norm. Sup.*, 1949-1950.

(2) *Cf.* H. BAUER, *S.-Ber. Math. naturw. Kl. Bayer. Akad. Wiss.* (Munich), 1957, p. 177-190.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Sur la convergence biunivoque des plans tangents à une orthosurface.* Note (*) de M. **Jean Mirguet**, transmise par M. Georges Bouligand.

En théorie des surfaces, on établit, dans les conditions de dérivabilité traditionnelles, que le long d'une ligne asymptotique, le plan tangent pivote autour de la tangente ; j'examine si la propriété subsiste pour des orthosurfaces plus générales et propose un exemple affirmatif déduit de la *convergence biunivoque* des plans tangents.

Par son théorème fondamental sur les conditions d'univocité à imposer au contingent de courbure normale, au voisinage d'un point M d'une surface, pour obtenir, en M, la dérivabilité seconde et la forme eulérienne, M. Bouligand ([1]) a ouvert le champ d'étude des systèmes de conditions géométriques propres à redonner cette dérivabilité ; parmi ces systèmes j'ai signalé la *convergence biunivoque* des plans tangents ([2]). L'intervention de cette même convergence biunivoque, dans un ensemble adéquat de conditions d'équivalences, peut encore être exploitée, pour répondre à une nouvelle question de M. Bouligand : Si, sur une orthosurface, un point M_i tend vers un point fixe M, selon une demi-tangente Mt, telle que la limite de l'intersection des plans tangents en M et M_i coïncide avec le support de Mt, ce support appartient-il au ptg_2 ? ([3]).

Dans le but de définir une classe générale d'orthosurfaces, qui présentent partout un plan tangent continu, et où un mode spécial de convergence des plans tangents permet une réponse affirmative à cette question, je propose les deux conditions α et β suivantes :

Quand un point M_i tend, sur la surface S vers un point M fixe, soit Γ_i une intersection de S par un plan Q_i orthogonal au plan P, tangent à S en M ; A_i, un éventuel point de Γ_i, où la tangente à Γ_i est parallèle à P ; μ_i et B_i, les projections orthogonales respectives de M_i sur P, et de A_i sur $M_i\mu_i$; C_i, l'intersection de A_iB_i et de la tangente à Γ_i en M_i.

α. Si A_i existe et tend vers M en même temps que M_i et Q_i, on a $A_iB_i/A_iC_i \to 2$. Cette première condition est un cas particulier de convergence des plans tangents en M, car, si l'on prend, pour Q_i, le plan normal en M qui contient M_i, M est un point A_i et $\mu_i = B_i$; donc, $M\mu_i/MC_i \to 2$ et la limite de l'intersection des plans tangents en M et M_i passe par M.

β. La seconde condition est que cette convergence, provoquée par α, sera biunivoque, c'est-à-dire que, si $M_i \to$ M selon une demi-tangente Mt, la limite D(Mt) de l'intersection D(M, M_i) des plans tangents en M et M_i, ne dépendra que de Mt, et, de plus, cette même D(Mt) ne correspondra à aucune autre demi-tangente, voisine de Mt.

Théorème. — *En un point* M, *où se vérifient les conditions* α *et* β, *si la* D(Mt), *concomitante d'une demi-tangente* Mt, *coïncide avec le support de* Mt, *ce support est une paratingente de rang supérieur au premier.*

En effet, si ce support est exclu du ptg_2, tout point M_i, tendant vers M sur S, selon Mt, ne peut rester indéfiniment dans le plan P, tangent à S en M; M_i tend donc vers M, en finissant par être constamment *en dessus* ou *en dessous* de P.

De plus, il existe une droite Δ, menée par M dans P, distincte du support de Mt, exclue, elle aussi, du ptg_2, et, sur l'intersection Γ de S et du plan normal R, à S en M, qui contient Δ, figure un arc $\gamma_1\gamma_2$, convexe, auquel M est intérieur; je supposerai $\gamma_1\gamma_2$ *au-dessus* de P. Sur l'intersection Γ_i de S et du plan parallèle à R, mené par M_i, tout arc σ, dont tous les points tendent vers M, en même temps que M_i, contient un point A_i, et un seul, où la tangente à Γ_i est parallèle à Δ, et σ finit par être convexe; vu la condition β, A_i et M_i ne sauraient coïncider indéfiniment et A_i ne peut tendre vers M selon Mt.

Je désigne par K_i et L_i les points respectifs où la tangente à Γ_i en M_i et où la corde A_iM_i percent P. Par hypothèse $\mu_iK_i/M\mu_i \to$ zéro; et je distingue deux cas :

1er *Cas :* M_i *tend vers* M *en restant, comme* $\gamma_1\gamma_2$, *au-dessus de* P.

A_i ne peut, alors, rester indéfiniment au-dessus de P, car on aurait

$$\frac{\mu_iK_i}{M\mu_i} > \frac{B_iC_i}{B_iA_i}\,\frac{B_iA_i}{M\mu_i}.$$

Or, $B_iC_i/B_iA_i \to 1/2$ et $B_iA_i/M\mu_i$ ne tend pas vers zéro; donc, le premier membre ne tendrait pas vers zéro; donc, l'arc A_iM_i de Γ_i finit par percer P et par être convexe; il finit donc par rencontrer constamment P, en un point I, situé entre K_i et L_i, et l'on a

$$\frac{I\mu_i}{M\mu_i} < \frac{L_i\mu_i}{\mu_iK_i}\,\frac{\mu_iK_i}{M\mu_i}.$$

Or, $L_i\mu_i/\mu_iK_i \to 2$, $\mu_iK_i/M\mu_i \to$ zéro, donc, le premier membre tend vers zéro; donc I est un point de S qui tend vers M selon Mt en restant sur P : ce qui est contradictoire.

2e *Cas :* M_i *tend vers* M, *en restant en dessous de* P.

Puisque $\mu_iK_i/M\mu_i \to$ zéro, l'arc de Γ_i, situé entre les parallèles à $M_i\mu_i$, menées par A_i et K_i, tend tout entier vers M et finit par être convexe; donc, cet arc rencontre P en un point I situé entre μ_i et K_i. Donc $I\mu_i/M\mu_i$ finit par rester inférieur au rapport $\mu_iK_i/M\mu_i$ qui tend vers zéro : ce qui redonne la même contradiction qu'au premier cas.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) G. BOULIGAND, *Journal de Math. pures et appliquées*, 9e série, 2, 1932, p. 131-141.

(2) J. MIRGUET, *La revue scientifique*, 86, 1948, p. 324, § 2.

(3) G. BOULIGAND, *Introduction à la Géométrie infinitésimale directe*, Paris, 1932, p. 127.

MATHÉMATIQUES APPLIQUÉES. — *Sur la généralisation d'un procédé de E. J. Routh.* Note (*) de M. **Daniel Tinh-Quat Pham**, transmise par M. Joseph Pérès.

E. J. Routh, dans son Ouvrage *Advanced rigid dynamics* (Londres, 1905, p. 226), a décrit un procédé qu'il nomme multiplication en croix pour déterminer le reste de la division de deux polynomes. Le procédé a été repris par Burnside et Panton (*The theory of equations*, Londres, 1928). Le procédé de Routh est particulièrement commode pour le calcul mécanique des restes par les machines à calculer dans le cas des polynomes à coefficients numériques.

Routh, comme Burnside et Panton ont surtout en vue le calcul des restes successifs dans la recherche du plus grand commun diviseur d'un polynome et de sa dérivée et son application au théorème de Sturm.

Le procédé de Routh ne s'applique plus dès que dans les divisions successives on trouve deux polynomes consécutifs dont les degrés diffèrent de deux unités au moins.

La généralisation que je propose dans cette Note permet de trouver mécaniquement le quotient et le reste de la division de deux polynomes à coefficients numériques dans tous les cas.

Notations. — Posons

$$A = (a_0, a_1, \ldots, a_n), \qquad X_n = (x^n, x^{n-1}, \ldots, x, 1),$$

(notations d'une matrice ligne et d'une matrice colonne).

Le polynome

$$a_0 x^n + a_1 x^{n-1} + \ldots + a_{n-1} x + a_n$$

se met sous la forme d'un produit matriciel AX_n.

Définissons

$$(1) \qquad A + B = (a_0, a_1, \ldots, a_n) + (b_0, b_1, \ldots, b_p) = (a_0 + b_0, a_1 + b_1, \ldots).$$

Lorsque $n = p$, c'est l'addition matricielle ordinaire; lorsque $n > p$, à partir de $i = p + 1$ les éléments $a_i + b_i$ de $A + B$ se réduisent à a_i :

$$(2) \qquad kA = Ak = (ka_0, ka_1, \ldots, ka_n),$$

$$(3) \qquad (O_r, A) = (0, \ldots, 0, a_0, \ldots, a_n),$$

les r premiers éléments du second membre sont des zéros. Écrivons $O = (0, 0, \ldots)$.

Ainsi

$$b_0 A - a_0 B = (O, b_0 a_1 - b_1 a_0, \ldots).$$

$$(4) \qquad A.B = C = (c_0, c_1, \ldots, c_q), \qquad \text{avec} \quad c_k = \sum_{k=i+j} a_i b_j.$$

On voit immédiatement que $A.(B+C)=(B+C).A=A.B+A.C$.

$$(5)\qquad B^{*}A=b_0(a_1, a_2, \ldots, a_n)-a_0(b_1, b_2, \ldots, b_n).$$

On voit que

$$b_0 A-a_0 B=(O, B^{*}A).$$

Le dernier produit est le produit en croix de Routh. La multiplication en croix est naturellement anticommutative et non associative.

$$(6)\qquad B^{*}(B^{*}A)=B^{*2}A \quad \text{et plus généralement} \quad B^{*}(B^{*p}A)=B^{*(p+1)}A.$$

C'est l'introduction de ces produits en croix réitérés qui permet de généraliser le procédé de Routh.

Ceci posé, considérons deux polynomes AX_n et BX_p de degré n et p respectivement $(n \geqq p)$. La division suivant les puissances décroissantes de la variable x donne

$$AX_n=BX_p.QX_{n-p}+RX_{p-1}$$

ou, puisque

$$BX_p.QX_{n-p}=(B.Q)X_n,$$
$$(A-B.Q)X_n=RX_{p-1},$$

c'est-à-dire

$$A-B.Q=(O_{n-p+1}, R).$$

Posons

$$B^{*}A=A^{(1)}, \qquad \ldots, \qquad B^{*k}A=A^{(k)}=(a_0^{(k)}, a_1^{(k)}, \ldots).$$

Je vais montrer que

$$(\mathrm{I})\qquad Q=(q_0, q_1, \ldots, q_{n-p}) \quad \text{où} \quad q_i=\frac{a_0^{(i)}}{b_0^{i+1}},$$

$$(\mathrm{II})\qquad R=\frac{1}{b_0^{n-p+1}}B^{*(n-p+1)}A.$$

En effet, soit $Q_i=(O_i, q_i, q_{i+1}, \ldots, q_{n-p})(i=1, 2, \ldots)$; remarquons que

$$B.Q_i=B.(O_i, q_i, 0, \ldots)+B.Q_{i+1}=(O_i, Bq_i)+B.Q_{i+1}.$$

Formons, à l'aide de l'expression de Q donnée par l'égalité (I),

$$\begin{aligned} A-B.Q=A-Bq_0-B.Q_1&=\frac{1}{b_0}(b_0 A-a_0 B)-B.Q_1\\ &=\frac{1}{b_0}(O, A^{(1)})-B.Q_1\\ &=\frac{1}{b_0^2}(O, b_0 A^{(1)})-\frac{1}{b_0^2}(O, a_0^{(1)}B)-B.Q_2\\ &=\frac{1}{b_0^2}(O_2, A^{(2)})-B.Q_2. \end{aligned}$$

Un raisonnement élémentaire par récurrence montre immédiatement qu'on a

pour tout $i \leqq n - p$:

$$A - B.Q = \frac{1}{b_0^i}(O_i, A^{(i)}) - B.Q_i$$

et

$$A - B.Q = \frac{1}{b_0^{n-p+1}}(O_{n-p+1}, A^{(n-p+1)}).$$

Cette égalité prouve que QX_{n-p}, où Q est donné par l'égalité (I), est bien le quotient cherché et que le reste est bien RX_{p-1}, R étant donné par l'égalité (II).

Dans la pratique, on dresse le tableau

B....................	b_0	b_1	b_2	b_3	...
A....................	a_0	a_1	a_2	a_3	...
B*A..................	$a_0^{(1)}$	$a_1^{(1)}$	$a_2^{(1)}$	$a_3^{(1)}$	...
	...	...	...	...	...
$B^{*i}A$..................	$a_0^{(i)}$	$a_1^{(i)}$	$a_2^{(i)}$	$a_3^{(i)}$	...

$(i = n - p + 1)$.

Dans ce tableau, chaque ligne, à partir de la troisième est le produit de Routh de la première ligne par la ligne précédente. On forme ainsi $n - p + 1$ lignes sans compter les deux premières.

La dernière ligne, au multiplicateur

$$\frac{1}{b_0^{n-p+1}} \quad \text{près,}$$

donne les coefficients successifs du reste. Quant aux coefficients du quotient, on les trouve à la première colonne, à partir de la troisième ligne, aux multiplicateurs successifs

$$\frac{1}{b_0}, \quad \frac{1}{b_0^2}, \quad \ldots, \quad \frac{1}{b_0^{n-p+1}} \quad \text{près.}$$

(*) Séance du 24 mars 1958.

CALCUL NUMÉRIQUE. — *Analyse et prédiction des marées.*

Note (*) de Mme **Geneviève Coulmy**, présentée par M. Joseph Pérès.

1. *Pose du problème.* — La hauteur h_t de la marée à l'instant t, pour un lieu donné, est la résultante des amplitudes des diverses ondes fondamentales dont on connaît les périodes avec précision. Son équation s'écrit :

$$(1) \qquad h_t = A + \sum A_i \cos(q_i t - \alpha_i),$$

où A, hauteur de niveau moyen; q_i, A_i, α_i, vitesse horaire, amplitude et phase

de l'onde de rang i, et dans laquelle A, les A_i et les α_i, caractéristiques du lieu, sont à déterminer. Leur connaissance donne l'analyse de la marée au point considéré et permet, en conséquence, la prédiction de la marée en ce même point, q_i étant connu et restant très sensiblement constant.

On peut aussi linéariser l'équation et écrire :

$$(2) \qquad h_t = A + \sum Y_i \cos q_i t + \sum X_i \sin q_i, t.$$

en posant

$$Y_i = A_i \cos\alpha_i, \qquad X_i = A_i \sin\alpha_i.$$

2. *Première méthode.* — Pour résoudre ce problème, nous avons d'abord employé notre méthode de lissage et quadrature ([1]) en partageant l'intervalle d'observations ([2]) en différents tronçons pour lesquels, d'après l'équation (2) :

$$\int_{t_1}^{t_2} h_t\,dt = A(t_2 - t_1) + \sum \left(\frac{Y_i}{q_i}\sin q_i t\right)_{t_1}^{t_2} - \sum \left(\frac{X_i}{q_i}\cos q_i t\right)_{t_1}^{t_2}$$

et en nombre égal à celui des inconnues ([3]) : il nous restait à résoudre un système d'équations linéaires qui nous fournissait les grandeurs cherchées avec une très bonne précision théorique. Nous avons dû provisoirement abandonner cette méthode, sa mise au point nécessitant la résolution d'un nombre important de tels systèmes, de calculs laborieux.

3. *Seconde méthode.* — Nous avons préféré poursuivre nos recherches sur une autre base et mettre au point une méthode qui nous donne d'excellents résultats. Il s'agit d'extraire, l'une après l'autre, les différentes ondes qui composent la marée, avec leur amplitude A_i et leur phase α_i propres, en éliminant toutes les autres. Cette élimination se fait par combinaisons linéaires d'ordonnées dont la définition coïncide avec celle de la méthode de H. et Y. Labrouste ([4]), bien que nos recherches se soient poursuivies indépendamment de cette méthode :

$$Y_\mu = y_\mu + y_{-\mu}, \qquad Z_\mu = y_\mu - y_{-\mu},$$

de coefficients d'amplitude $2\cos 2\pi\frac{\mu}{n}$, $2\sin 2\pi\frac{\mu}{n}$, où n est la période de l'onde considérée:

Pour éliminer une onde, il suffit de choisir μ de telle sorte que le coefficient d'amplitude soit minimum pour cette onde et en même temps maximum pour l'onde à conserver : en pratique y_μ et $y_{-\mu}$ représentent des valeurs en phase ou en opposition de phase dont la soustraction ou l'addition donne les maximum et minimum recherchés. Sur ce principe, nous avons établi un choix de combinaisons très simples qui nous donnent d'excellents résultats bien que nous soyons très limités par le petit intervalle d'observation : une combinaison Y_μ ou Z_μ occasionne, en effet, une chute de 2μ points aux extrémités. Si cette méthode devait s'appliquer d'une manière générale aux marées, il serait avantageux de disposer d'un nombre plus grand de points expérimentaux. Toutefois,

les combinaisons que nous donnons fournissent une précision très suffisante et laissent subsister, en moyenne, une dizaine de périodes pour chaque onde ce qui permet largement l'étude de l'amplitude et de la phase et la vérification très précise de la fréquence.

Ondes.	Vitesse horaire.	Combinaisons.	Coefficients d'amplitude.	Résultats. Amplitude (cm).	Résultats. Phase (grades).
		Diurnes.			
Q_1....	13°,3987	$(Z_6)^2 Y_{14} Y_{15,5} Y_{29} Z_{19} Z_{45} Y_{94,5}$	−163,760	18,9	55,7
O_1....	13°,9430	$(Z_6)^2 Y_{14} Y_{15,5} Z_{19} Z_{30,5} Z_{45} Z_{94}$	−137,770	38,2	51,3
K_1....	15°,0411	$Z_6 Y_{14} Y_{9,5} Y_{22,5} Y_{47} Y_{59} Y_{71} Z_{30,5}$	−150,200	33,3	7,5
		Semi-diurnes.			
μ_2....	27°,9682	$(Z_3)^2 (Y_5 + Y_8) Y_6 Y_{45} Y_{59} Z_{30,5} Z_{95}$	158,613	4,4	−35
N_2....	28°,4397	$(Z_3)^2 (Y_5 + Y_8) Y_6 Y_{45} Y_{59} Y_{64} Y_{74}$	97,759	7,8	20
M_2...	28°,9841	$(Z_3)^2 (Y_5 + Y_8) Y_6 Y_{45} Y_{47,5} Z_{51,5} Y_{64}$	− 53,587 Déphas. $\frac{\pi}{2}$	26,3	17,5
L_2....	29°,5285	$(Z_3)^2 (Y_5 + Y_8) Y_6 Y_{59} Z_{15,5} Z_{38} Z_{51,5} Z_{90}$	−201,809	2,0	54
S_2....	30°,0000	$(Z_3)^2 (Y_5 + Y_8) Y_6 Y_{29,5} Y_{59} Y_{64} Z_{38} Z_{45}$	−253,310	19,8	137
		Quart diurnes.			
M_4...	57°,9682	$(Y_6)^2 (Y_3)^4 (Z_{88,5})^2$	239,098	0,7	10
MS_4..	58°,9841	$(Y_6)^2 (Y_3)^4 (Y_{88,5})^2$	251,701	<0,5	−

(*) Séance du 10 mars 1958.

(1) *Comptes rendus*, **246**, 1958, p.   .

(2) Nous disposons des 721 hauteurs horaires du mois de juillet 1951, relevées à Port-Martin (Terre Adélie).

(3) 21, pour 10 ondes principales, les autres étant négligeables.

(4) *Méthode d'analyse par combinaisons linéaires d'ordonnées*, Presses Universitaires de France, Paris, 1943.

ÉLASTICITÉ. — *Formules générales de l'Élasticité finie.*

Note (*) de M. **Paul Anglès d'Auriac**, présentée par M. Henri Villat.

Nous donnons ci-après les formules générales de l'Élasticité finie obtenues à l'aide de la notation ayant fait l'objet des Notes citées en référence (1).

Nous donnons en variante l'écriture indicielle des mêmes formules.

Travail dans une transformation élémentaire : $O\overset{\vdots}{-}$ étant les coordonnées d'un point du corps dans l'état considéré et $O\overset{\vdots}{-} + O\overset{\prime\prime}{-}$ ses coordonnées dans un état voisin, le travail total des forces extérieures (au contour et de volume) dans

cette transformation infinitésimale est

(1) $$\iiint \left(\overset{\sigma}{-}\!\!\circ\!\!\overset{\sigma}{-} \;\; \underset{du}{-}\!\!\circ\!\!\underset{d\xi}{-} \right) d\Omega$$

$\overset{\sigma}{-}\!\circ\!\overset{\sigma}{-}$ désignant le tenseur des contraintes dans l'état $\circ\!\overset{\xi}{-}$, et $d\Omega$ l'élément de volume. La formule est valable quel que soit l'état physique du corps.

(En notation indicielle $\iiint \sigma^{ij}(du^i/d\xi^j)\, d\Omega.$)

Loi générale de l'Élasticité : $\circ\!\overset{x}{-}$ étant les coordonnées d'un point du corps dans l'état neutre et $\circ\!\overset{\xi}{-}$ les coordonnées du même point dans l'état contraint, l'énergie élastique W par unité de masse ne dépend que du tenseur

$$\overset{\mathrm{A}}{-}\!\circ\!\overset{\mathrm{A}}{-} = \underset{dx}{-}\!\circ\!\overset{d\xi}{-} \;\; \overset{d\xi}{-}\!\circ\!\underset{dx}{-}$$

La fonction $\mathrm{W}\left(\overset{\mathrm{A}}{-}\!\circ\!\overset{\mathrm{A}}{-}\right)$ définit la loi du matériau

$$\mathrm{A}^{ij} = \mathrm{A}^{ji} = \frac{d\xi^k}{dx^i}\frac{d\xi^k}{dx^j}, \qquad \mathrm{W}(\mathrm{A}^{ij}).$$

Contraintes en fonction de la loi du matériau :

(2) $$\left\{\begin{aligned} &\Omega \;\overset{\sigma}{-}\!\circ\!\overset{\sigma}{-} = 2\; \overset{d\xi}{-}\!\circ\!\underset{dx}{-}\;\underset{d\mathrm{A}}{-}\!\!\textcircled{\small dW}\!\!\underset{d\mathrm{A}}{-}\;\underset{dx}{-}\!\circ\!\overset{d\xi}{-} \\ &\Omega \;\sigma^{ij} = 2\,\frac{d\xi^i}{dx^k}\frac{d\xi^j}{dx^l}\frac{d\mathrm{W}}{d\mathrm{A}^{kl}} \end{aligned}\right.$$

Condition d'intégrabilité. — Si l'on se donne la loi du matériau sous la forme d'une relation entre la contrainte et $\overset{\mathrm{A}}{-}\!\circ\!\overset{\mathrm{A}}{-}$, cette relation doit *a priori* satisfaire à la condition d'intégrabilité ci-dessous.

Appelons $\overset{\Sigma}{-}\!\circ\!\overset{\Sigma}{-}$ la contrainte pour une déformation pure, c'est-à-dire pour

$$\overset{d\xi}{-}\!\circ\!\underset{dx}{-} = \underset{dx}{-}\!\circ\!\overset{d\xi}{-} = \overset{a}{-}\!\circ\!\overset{a}{-}$$

Posons $\overset{\dot a}{-}\!\circ\!\overset{\dot a}{-}$, tenseur inverse de $\overset{a}{-}\!\circ\!\overset{a}{-}$.

La condition d'intégrabilité s'écrit

(3) $$\overset{\dot a}{-}\!\circ\!\overset{\dot a}{-}\;\overset{d\Sigma}{}\!\underset{da\;\;da}{\times}\!\overset{d\Sigma}{} + \frac{\overset{\dot a}{-}\!\circ\!\overset{\dot a}{-}\;\;\overset{\Sigma}{-}\!\circ\!\overset{\Sigma}{-}}{\overset{\dot a}{-}\!\circ\!\overset{\dot a}{-}} - \frac{1}{2}\left[\frac{\dot a}{\dot a}\;\frac{\dot a\;\;\overset{\Sigma}{-}\!\circ\!\overset{\Sigma}{-}}{\dot a} + \underset{\dot a\;\;\dot a}{\overset{\dot a\;\;\dot a}{\times}}\;\overset{\Sigma}{-}\!\circ\!\overset{\Sigma}{-}\right] + (\cdots\cdots) = \mathrm{I}$$

Le terme (...) représente les quatre termes écrits à sa gauche où l'on a permuté toute valence de droite avec la valence correspondante de gauche. Le symbole $\top$ du second membre signifie qu'on permute les deux valences du haut avec les deux valences du bas. La formule comprend donc 16 termes. Son écriture indicielle nécessite l'écriture effective des 16 termes.

Équation générale de l'Élasticité. — La loi du matériau étant définie par $W\left(\overset{A}{-}\circ\overset{A}{-}\right)$ l'équation générale de l'Élasticité s'écrit

$$(4)\qquad 4\; d^2\xi \begin{matrix} dx\; dA \\ dx\; dA \end{matrix} \boxed{\begin{matrix} d^2W \\ \; \end{matrix}} \begin{matrix} dA\; dx \circ d\xi \\ dA\; dx \circ d\xi \end{matrix} + 2\,(dW) \begin{matrix} dA\; dx \\ dA\; dx \end{matrix} \circ d^2\xi + \circ\overset{X}{-} = 0$$

$\circ\overset{X}{-}$ désignant la force de volume dans l'état contraint.

Pour l'écriture indicielle, on posera

$$\frac{dW}{dA^{ij}} = H^{ij}, \qquad \frac{dH^{ij}}{dA^{kl}} = K^{(ij)\cdot(kl)}$$

avec les symétries de i avec j, de k avec l, et de l'ensemble (ij) avec l'ensemble (kl)

$$(4)\qquad 4\,K^{(ij)\cdot(kl)} \frac{d^2\xi^m}{dx^i\,dx^k} \frac{d\xi^m}{dx^l} \frac{d\xi^h}{dx^j} + 2\,H^{ij} \frac{d^2\xi^h}{dx^i\,dx^j} + X^h = 0.$$

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1489, 1584 et 1685.

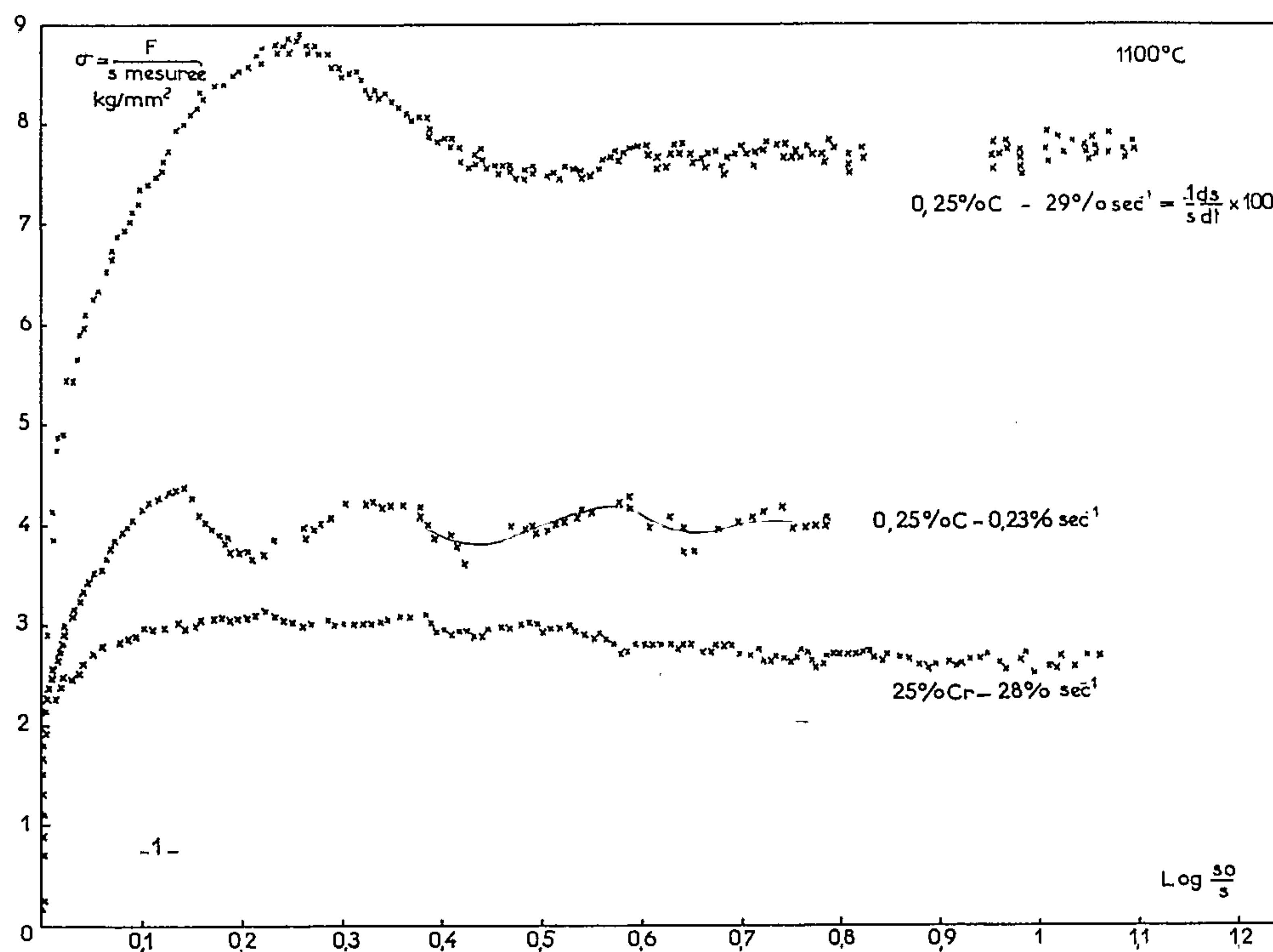
MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Phénomènes transitoires au cours de la déformation à chaud de l'acier par traction à vitesse rationnelle de déformation constante.* Note (*) de MM. **Claude Rossard** et **Paul Blain**, présentée par M. Pierre Chevenard.

Des essais de traction à chaud à vitesse rationnelle de déformation constante ont permis de montrer que, pour une vitesse de déformation rationnelle et une température fixées, on atteint un état de régime pour lequel la contrainte ne dépend plus de la déformation, après un état transitoire caractéristique de la nuance d'acier.

Nous avons déjà montré (1) par des essais de torsion à chaud l'existence, au cours de la déformation, de phénomènes transitoires caractéristiques de la nuance d'acier. L'étude et la mise au point d'une nouvelle machine de traction à chaud ont permis de retrouver ces phénomènes par des essais de traction à chaud à vitesse de déformation rationnelle constante. La

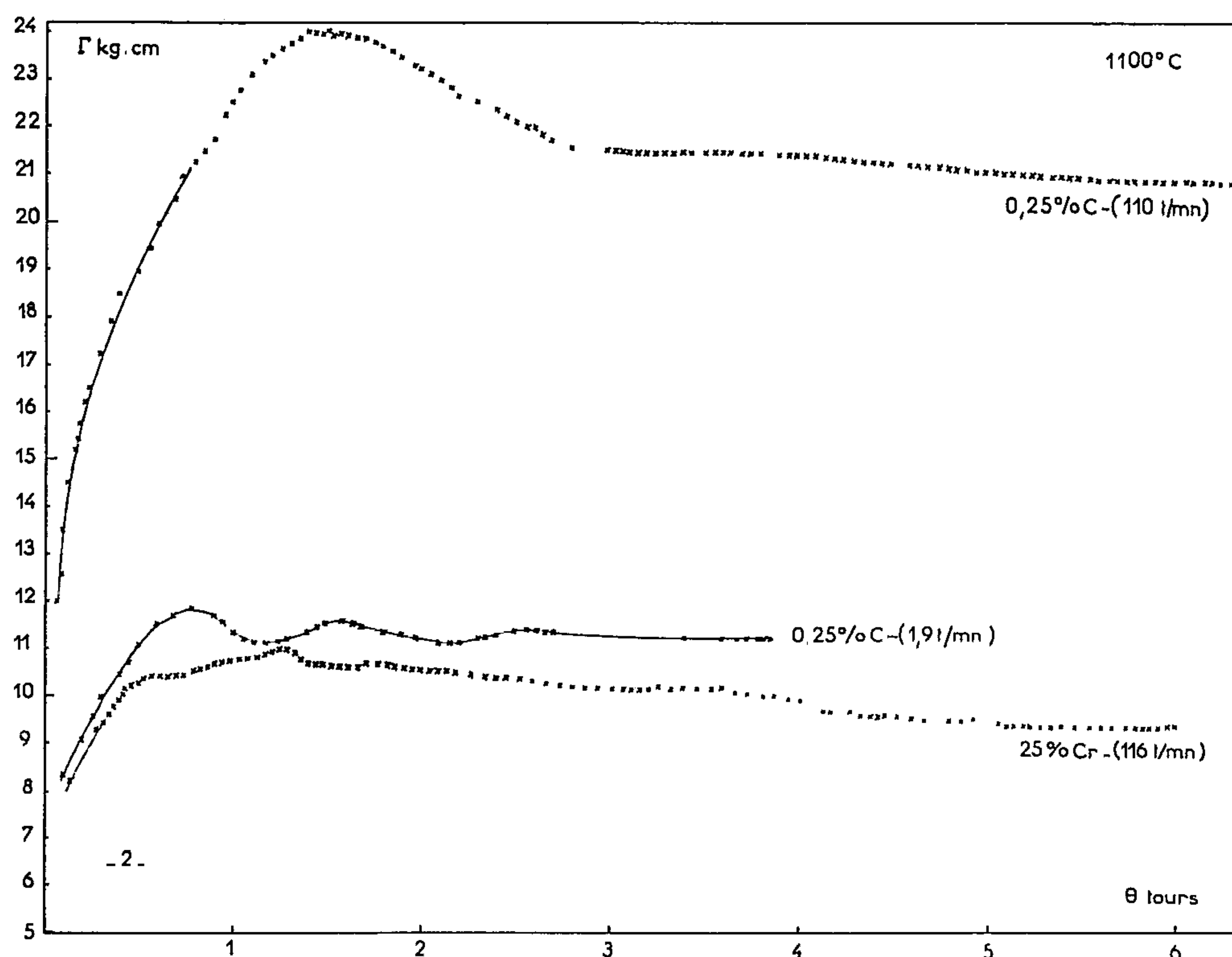
principale caractéristique de cette machine est de permettre une loi quelconque de déformation en fonction du temps. La réalisation de la loi désirée est assurée par un servomécanisme hydraulique qui fait qu'à tout moment le mouvement de la tête mobile de l'éprouvette reproduit celui de l'axe d'une roulette guidée par une came tournant à vitesse constante. La vitesse de déformation peut varier de 0,03 à 3 000 $\%\,s^{-1}$ avec des éprouvettes d'une longueur utile initiale de 36 mm et de section initiale 20 mm². Les essais s'effectuent sous atmosphère d'argon jusqu'à 1 300° C. L'effort est équilibré par une lame flexible et l'on enregistre par cinématographie la variation de l'effort en fonction de la déformation et du temps.

Nous avons tout d'abord effectué des essais avec une came telle que la loi de déformation soit $(1/l)\,(dl/dt) =$ Cte, l étant la longueur de l'éprouvette à chaque instant. Cette loi ne réalise une vitesse rationnelle constante que tant que la déformation de l'éprouvette est homogène. Nous avons donc fait, pour une vitesse de rotation de la came donnée, des essais arrêtés



à diverses déformations. Ceci nous a permis de tracer la courbe $s\,(l)$ donnant la surface de la section minimum de l'éprouvette en fonction de l'allongement. On peut alors, par une méthode graphique très simple, déterminer le profil de la came qui va réaliser la loi cherchée soit $-(1/s)\,(ds/dt) =$ Cte La came étant construite, il faut effectuer une nouvelle série d'essais

interrompus à diverses déformations pour vérifier qu'on obtient bien la section prévue à un allongement donné et au bout d'un temps convenable, car la loi $s(l)$ dépend de la vitesse de traction. Si nécessaire on peut facilement retoucher la came qui, ne supportant qu'un effort très faible, est en alliage d'aluminium. Ayant ainsi enregistré la courbe effort-allongement, soit F (l), pour un essai au cours duquel la vitesse de déformation rationnelle de la section minimum est constante, on peut tracer la courbe contrainte vraie-déformation vraie. Connaissant la section minimum s pour chaque allongement, on en déduit en effet la déformation rationnelle Log (s_0/s) et la contrainte F/s, une correction pouvant être nécessaire pour cette dernière expression lorsque le rayon de courbure de la striction devient trop faible par rapport au rayon de l'éprouvette. On peut ainsi, avec une assez bonne précision, atteindre des déformations rationnelles de 110 %, ce qui pour une éprouvette qui se déformerait de façon homogène, revient à multiplier par trois la longueur initiale.



La figure 1 représente des courbes obtenues à 1 100° C, d'une part, pour un acier à 0,25 % C et les deux vitesses rationnelles de 0,23 et 29 % s^{-1}, d'autre part pour un acier à 25 % Cr ferritique à toute température et la vitesse rationnelle de 28 % s^{-1}. On constate que la contrainte se fixe à

une valeur constante après une période transitoire. On retrouve bien, pour l'acier à 0,25 % C, les oscillations de 20 % environ en déformation, très nettes surtout aux faibles vitesses. Pour l'acier à 25 % Cr les essais de torsion nous avaient montré l'existence d'une période d'oscillation de 200 % environ en déformation. La courbe de traction de la figure 1 se trouve arrêtée approximativement au premier minimum. La figure 2 représente les courbes de torsion obtenues pour des vitesses de déformation maximum, c'est-à-dire à la surface de l'éprouvette, sensiblement équivalentes à celles des courbes de traction de la figure 1, un tour de torsion représentant 22 % de déformation maximum.

Ces essais de traction ont montré qu'on n'atteint un état de régime, où la contrainte ne dépend plus de la déformation, que si la vitesse rationnelle de déformation est maintenue constante. Les phénomènes transitoires, comme nous le signalerons dans une prochaine communication, sont liés à des modifications de structure se produisant au cours de la déformation.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) C. Rossard et P. Blain, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2178.

MÉCANIQUE DES SOLS. — *Étude de la dureté des épontes dans les mines par des méthodes statistiques.* Note (*) de M. **Bertrand Schwartz**, présentée par M. Georges Darmois.

1. *Généralités.* — Jusqu'en 1950, les étançons utilisés comme soutènement dans les chantiers au charbon étaient extrêmement lourds (donc dangereux et chers) parce qu'on leur demandait, non seulement d'éviter les chutes de blocs, mais également de limiter les mouvements du toit et du mur. Et, ce dernier rôle impliquant des résistances considérables, les étançons devaient résister jusqu'à 60, 80 et même 100 t, d'où des éléments pesant 100 kg pour des hauteurs de 2 m à 2,50 m.

Or, les études ont montré (1) que les possibilités de freinage ou limitation de mouvements sont très faibles, et que le fait de conférer aux étançons des résistances considérables est absurde si le mur ou le toit sont tendres, les étançons s'y enfonçant alors sans coulisser ou en coulissant très peu.

D'où l'idée de procéder à des études de dureté des épontes (toit et mur) qui présenteront le double intérêt :

— à l'échelle du chantier, de caractériser et évaluer les duretés des terrains et, par suite, en fonction des caractéristiques du soutènement qui s'y trouve, de calculer les surfaces de semelles à adapter sur les étançons;

— à l'échelle nationale ou seulement d'un bassin, de déterminer les caractéristiques optimum du soutènement, ou d'harmoniser au mieux

les caractéristiques des différents matériels dont on dispose, avec celles des terrains de chaque voie.

2. *Méthode d'étude.* — La méthode qui paraît la plus simple pour étudier la dureté des terrains consiste à prendre une presse et faire des courbes enfoncement-charge; malheureusement, ces courbes si intéressantes soient-elles, ne donnent que des indications très imparfaites car l'essai est rapide. Or, le facteur temps a un rôle prépondérant en matière de rupture de roches.

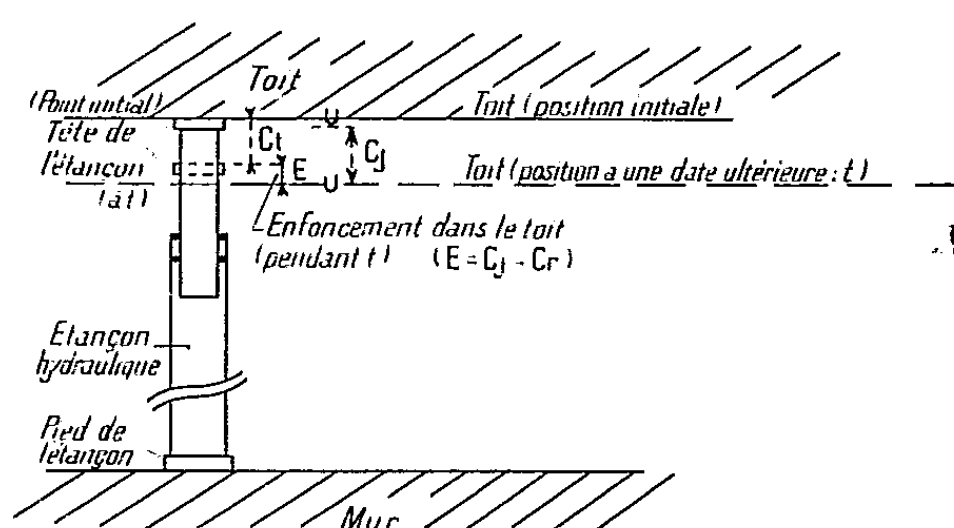


Figure 1

D'où la nécessité d'utiliser, comme presse, un étançon dynamométrique placé comme un étançon normal, la méthode d'étude étant la suivante :

Si pendant une période donnée (la figure représente le cas d'un enfoncement dans le toit), ct est le coulissement d'un étançon, cj la convergence d'une broche voisine, l'enfoncement est $e = cj - ct$.

Si $cj = ct$, il n'y a pas d'enfoncement.

Si $ct = 0$, l'étançon se comporte comme un pieu. Il est alors inutilement trop compliqué ou trop rigide.

En prenant un assez grand nombre de mesures, on obtient ainsi un tableau de couples ct, cj dont on calcule les moyennes $\overline{ct}$, $\overline{cj}$, les écarts types S ct, S cj et le coefficient de corrélation r, donné par la formule

$$r = \frac{\Sigma(ct - \overline{ct})(cj - \overline{cj})}{Sct \times Scj}.$$

Le rapport $D = \overline{ct}/\overline{cj}$ donne une représentation correcte de la dureté des épontes. En effet, si les terrains sont très durs (tout au moins de résistance supérieure à celle de l'étançon presse), l'enfoncement est nul et $\overline{ct} = \overline{cj}$ donc $D = 1$. Si les épontes sont au contraire tendres et qu'à aucun moment leur résistance n'atteint celle des étançons presse, $\overline{ct} = 0$, $D = 0$.

Ainsi plus D sera voisin de 1, plus, en moyenne, les épontes seront dures.

Le coefficient r représente l'hétérogénéité des terrains. Un r faible par

exemple, signifie :

— soit qu'il n'y a que peu de liaison entre les *ct* et les *cj*;

— soit que les écarts types sont grands, ce qui, l'expérience le prouve, caractérise des épontes tendres.

L'ensemble D, *r* nous servira donc comme base d'appréciation de dureté des terrains.

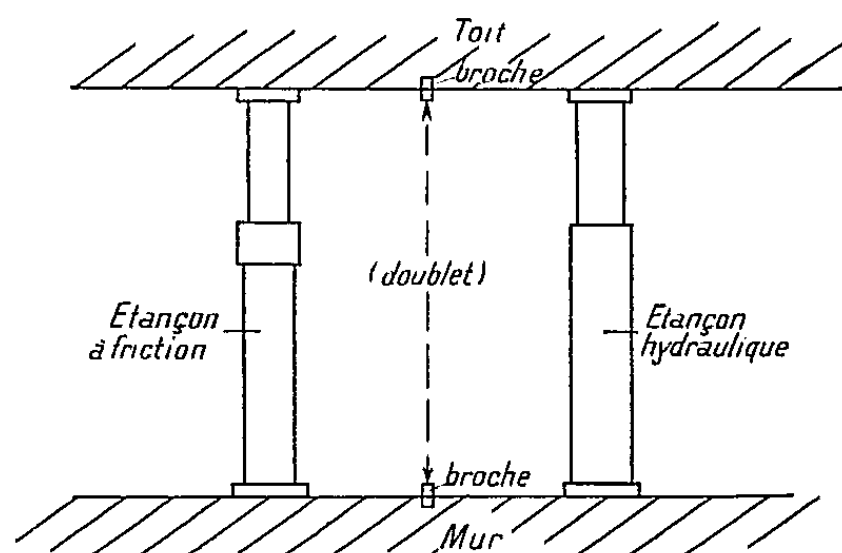


Figure 2

Mais pour caractériser la nature des épontes (toit et mur), il faut à la fois :

1° Donner une dureté « initiale », c'est-à-dire avant toute dégradation;

2° Préciser l'évolution de cette dureté en fonction du temps. En effet, après un certain enfoncement, les épontes peuvent devenir meilleures ou pires, selon qu'on rencontre un banc plus dur ou plus tendre.

Pour ce faire, il suffit de comparer la dureté initiale (qui sera par exemple définie par l'enfoncement pendant les x premières heures) aux duretés mesurées pendant des périodes successives d'égale durée;

3° Différentier les responsabilités du toit et du mur, de manière à savoir si des semelles au mur ou au toit sont utiles. Pour ce faire, on adapte des semelles très larges (400 cm^2) au mur, à certains étançons. Si les semelles améliorent et réduisent presque à zéro l'enfoncement, c'est que le mur est seul coupable. S'il n'y a aucune amélioration, c'est le toit; s'il y en a une incomplète, ce sont les deux. De toute manière, on peut évaluer les deux influences.

Remarque. — Nous avons jusqu'ici, uniquement utilisé des étançons presse, constitués par des étançons hydrauliques. Or, la plupart de nos chantiers sont équipés d'étançons dits à friction dont la courbe caractéristique est très mal définie ([2]). Notre méthode impliquait donc l'emploi d'étançons spéciaux et spécialement introduits en taille. Mais il est alors intéressant de profiter de ces études pour étudier le comportement des étançons employés normalement dans le chantier. Pour ce faire, il suffit de jumeler systématiquement un étançon normal à friction et un étançon

hydraulique. On constitue ainsi des appariements des deux étançons (*fig.* 2) entre lesquels se trouve un doublet de convergence, chaque étançon donnant, pour toute période, un couple de valeurs *ct* (coulissement), *cj* (convergence du doublet intermédiaire).

Pour tenir compte des dispersions de nature géologique, nous avons alors utilisé le schéma d'étude suivant.

A chaque avancement (période unitaire = durée moyenne d'avancement), on étudie quatre nouveaux appariements (de 2 étançons, 1 normal, 1 hydraulique) constitués respectivement par :

(1) { 1 étançon étalon sans semelle, 1 étançon normal sans semelle;
(2) { 1 étançon étalon avec semelle, 1 étançon normal sans semelle;
(3) { 1 étançon étalon avec semelle, 1 étançon normal avec semelle;
(4) { 1 étançon étalon sans semelle, 1 étançon normal avec semelle.

Ces quatre appariements restent chacun une semaine dans la même zone du chantier, puis permutent ensuite, de telle sorte que chaque appariement ait balayé les quatre zones et qu'évidemment chaque zone ait reçu les quatre appariements (carré latin).

Les résultats obtenus avec cette méthode feront l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 10 mars 1958.
(1) SCHWARTZ, CAPELA et DUBOIS, *Ind. Min.*, juin 1956, p. 279-306.
(2) SCHWARTZ, *Ind. Min.*, 15 décembre 1953, p. 1114-1156.

HYDRAULIQUE. — *Étude du décollement de la veine dans l'écoulement au-dessus d'un seuil déversant.* Note (*) de M. **FABIEN SANANES**, transmise par M. Léopold Escande.

Détermination d'une charge minimum assurant le décollement de la veine dans l'écoulement au-dessus d'un seuil circulaire.

Dans une Note précédente (1) nous avions déterminé les caractéristiques de l'écoulement au-dessus d'un seuil circulaire à fente aspiratrice, à parements plans en considérant une loi de variation du rayon de courbure des filets liquides dans la section verticale de crête de la forme

$$\rho_z = R + nz,$$

ρ_z, projection du rayon de courbure sur la verticale;
R, rayon du seuil;
z, distance verticale du filet à la crête du seuil,

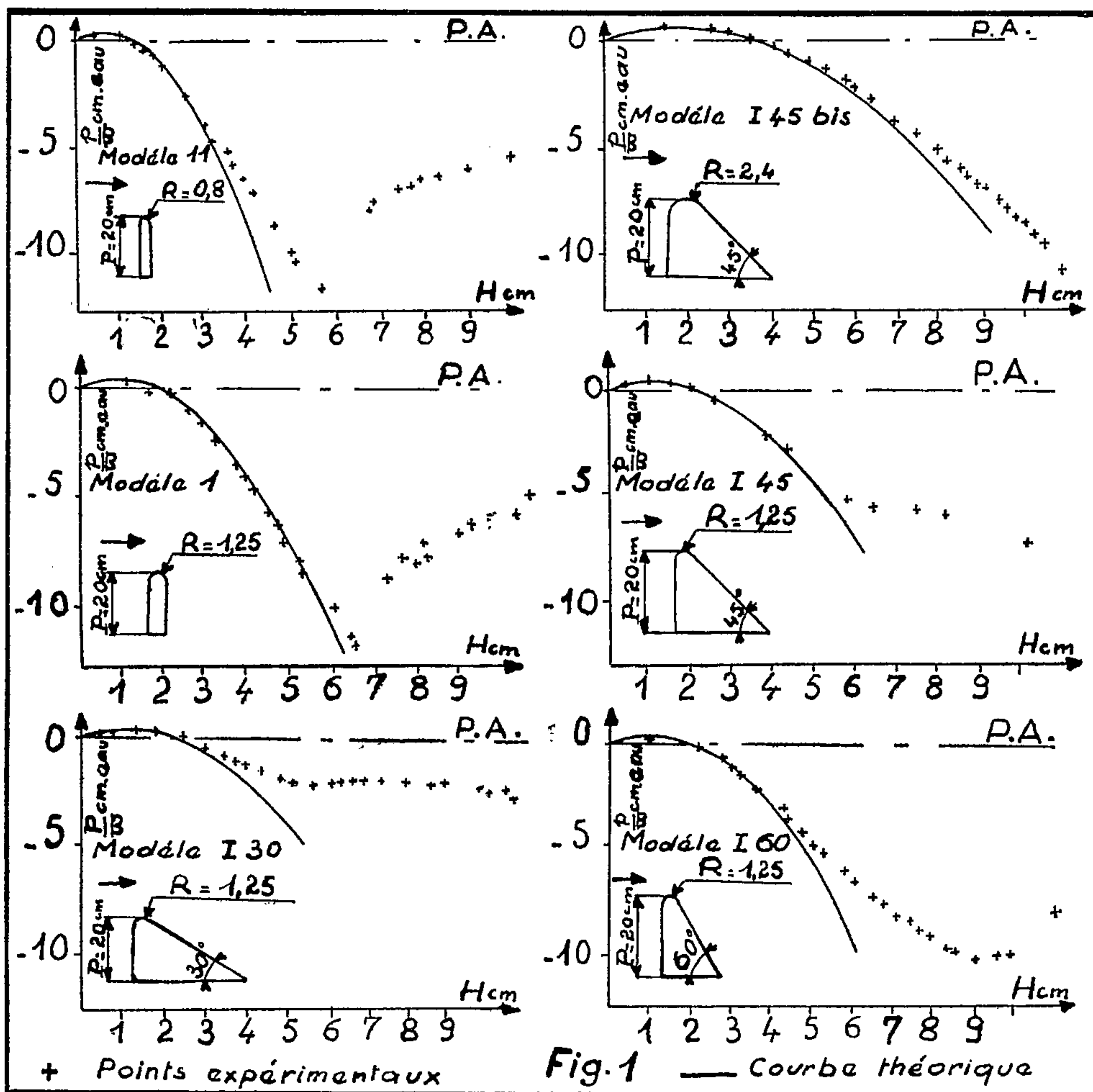

P.A.
Modèle 11
R=0,8
P=20cm
Hcm
Modèle I 45 bis
R=2,4
45°
Modèle 1
R=1,25
Modèle I 45
Modèle I 30
R=1,25
30°
Modèle I 60
60°
+ Points expérimentaux
Courbe théorique

Fig. 1

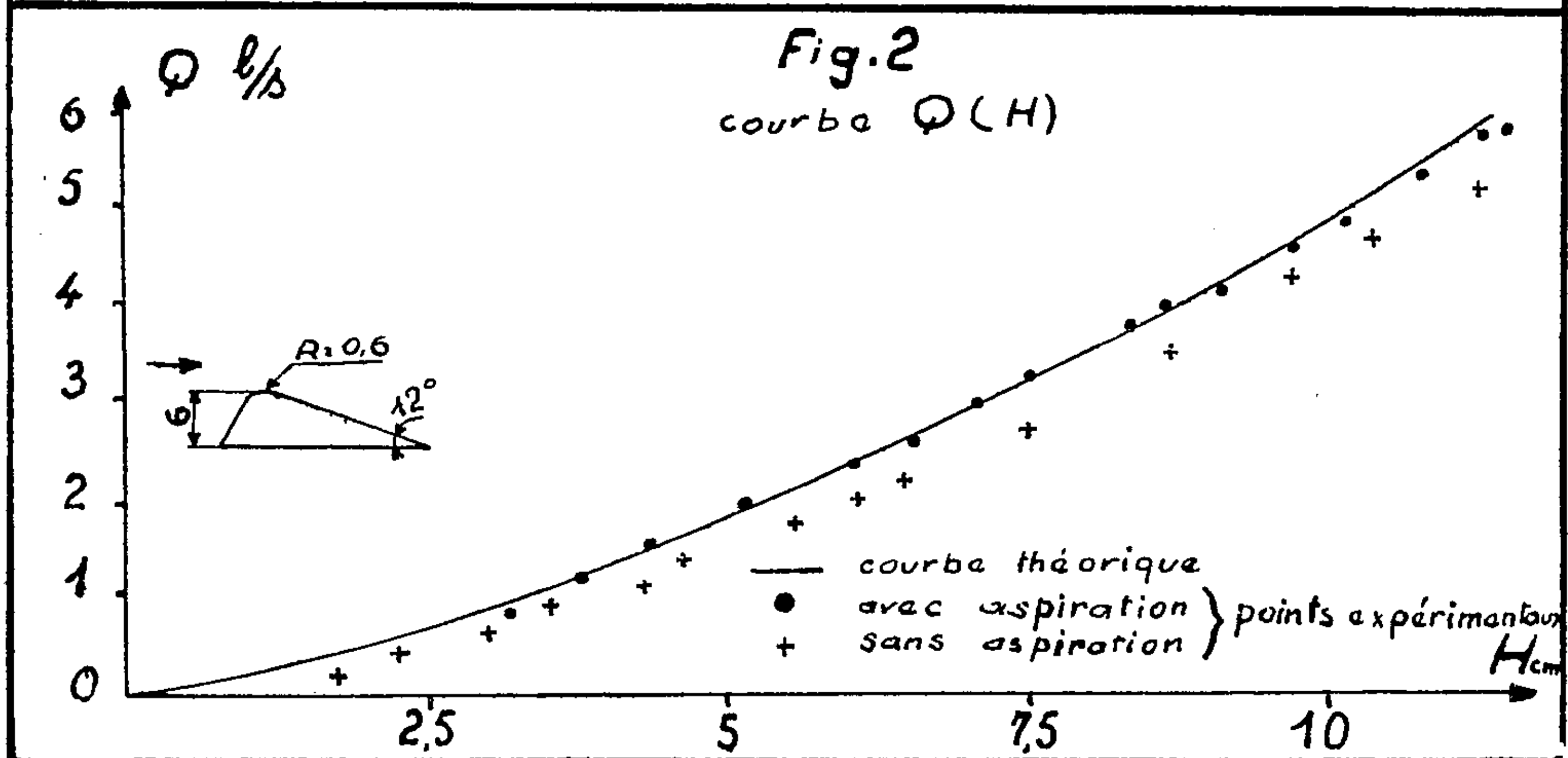

Q l/s
courbe Q(H)
R: 0,6
12°
courbe théorique
avec aspiration
sans aspiration
points expérimentaux
Hcm

Fig. 2

et nous avions trouvé pour n la relation :

$$n = 1,6 + 0,35 \operatorname{cotg}\theta,$$

θ, inclinaison du parement aval sur l'horizontale.

Nous avons alors $m = \left[\sqrt{1-K}/(n-1)\right](\lambda + nk)^{1/n}\left[(\lambda + nK)^{1-(1/n)} - \lambda^{1-(1/n)}\right]$ avec $K = h_c/H = 0,7$ et $\lambda = R/H$.

Nous pouvons aussi connaître la valeur de la dépression existant en crête d'un seuil au moyen de la formule

$$\frac{P}{\varpi} = H\left[1 - 0,3\left(1 + \frac{nK}{\lambda}\right)^{\frac{2}{n}}\right] \qquad \text{avec} \quad \lambda = \frac{R}{H}.$$

Cependant ces considérations tombent en défaut lorsque les filets liquides ne suivent plus la forme du seuil.

Or, l'observation photographique, en faisant croître la charge, montre que l'écoulement épouse tout d'abord la forme du seuil. Puis à partir d'une valeur limite de la charge H_0 la veine à grande vitesse est séparée du seuil par une zone de remous. Cette valeur de H_0 constitue donc la limite d'application des formules empiriques établies. Nous allons déterminer ces variations en fonction des caractéristiques géométriques du seuil : rayon en crête R et inclinaison θ du parement aval sur l'horizontale.

Nous avons effectué une série de mesures sur différents modèles de seuil dont les caractéristiques sont données sur la figure 1. Nous constatons que les valeurs expérimentales de la dépression suivent parfaitement, pour les faibles valeurs de la charge, les courbes théoriques déterminées avec les caractéristiques de chacun des seuils : les filets épousent alors la forme du seuil et dans ce domaine de variation de la charge les considérations développées pour les seuils à fente aspiratrice sont valables pour tous les autres seuils.

Lorsque la valeur de la charge atteint et dépasse la valeur H_0 la dépression expérimentale devient plus faible que celle déterminée théoriquement en raison de l'apparition du décollement. Il est donc aisé de déterminer H_0. De ces premiers résultats nous en déduisons que $\lambda_0 = R/H_0$ est indépendant de la valeur du rayon R du seuil.

Dautres séries de mesures nous ont permis de déterminer l'influence de l'inclinaison θ du parement aval. Les caractéristiques des seuils étudiés et les résultats des mesures sont représentés sur la figure 1.

Nous en déduisons une relation empirique

$$\lambda_0 = 0,245 + 0,1 \operatorname{cotg}\theta$$

et comme n est aussi fonction de θ nous trouvons

$$\lambda_0 = 0,286n - 0,211.$$

Pour un seuil Creager nous avons pu étudier les caractéristiques de l'écou-

lement en choisissant $n = 1,8$ et un rayon en crête R_c lié à la charge de définition du seuil par la relation

$$\frac{R_c}{H_d} = 0,65.$$

Dans ces conditions le décollement ne peut intervenir sur un seuil Creager que pour la valeur de $\lambda_0 = 0,305$ qui correspond à une charge

$$H_0 = \frac{R_c}{\lambda_0} = \frac{0,65\,H_d}{0,305} = 2,1\,H_d.$$

C'est bien ce qu'ont montré les expériences de M. Escande sur les seuils Creager déprimés ([2]).

Enfin, sur un seuil très peu incliné $\theta = 12°$ nous avons pu vérifier que le décollement intervient pour de très faibles charges : $H = 0,8$ cm pour $R = 0,6$ cm, ce qui correspond bien à $\lambda_0 = 0,715$. Par contre si grâce au moyen d'une fente aspiratrice nous faisons recoller la lame nous retrouvons les valeurs empiriques du coefficient de débit dans un domaine de variations de H beaucoup plus grand (*fig.* 2).

(*) Séance du 24 mars 1958.

([1]) *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1262.

([2]) L. Escande, *Étude d'un seuil Creager déprimé*, Génie civil 1951.

AÉROTHERMIQUE. — *Étude thermique expérimentale de la couche limite dans la zone de transition d'une plaque plane, aux vitesses supersoniques.* Note (*) de M. **Jean-François Dorand**, transmise par M. Joseph Pérès.

L'analyse très fine de la couche limite au voisinage de la plage de transition montre que, d'une part, la zone de transition thermique est plus étendue que la zone de transition dynamique et, d'autre part, que, dans la zone de transition commune, la couche limite thermique est plus épaisse que la couche limite dynamique.

1. Dans une Note précédente ([1]), il a été montré qu'en l'absence du gradient de pression longitudinal, l'écoulement supersonique le long d'une plaque plane présente un décollement de la couche limite dans la zone de transition. Le décollement commence dans la région laminaire, l'épaisseur du fluide « décollé » étant maximum là où, approximativement, débute la transition ; il y a recollement quand la turbulence dans la couche limite est pleinement développée. L'étude thermique fine de la couche limite a permis de lier au phénomène de décollement un certain nombre d'autres observations.

Les expériences ont été faites sur une plaque plane en Plexiglas placée dans un courant d'air supersonique, de nombre de Mach 1,8. Le bord d'attaque de la plaque a une épaisseur de $4 \cdot 10^{-3}$ mm.

A la distance $x = 80$ mm du bord d'attaque, la couche limite laminaire est décollée; le recollement est pratiquement réalisé à $x = 120$ mm, après qu'ait été observée une augmentation locale de l'épaisseur de quantité de mouvement. A l'abscisse $x = 145$ mm, le profil des vitesses à la traversée de la couche limite est un profil turbulent caractéristique.

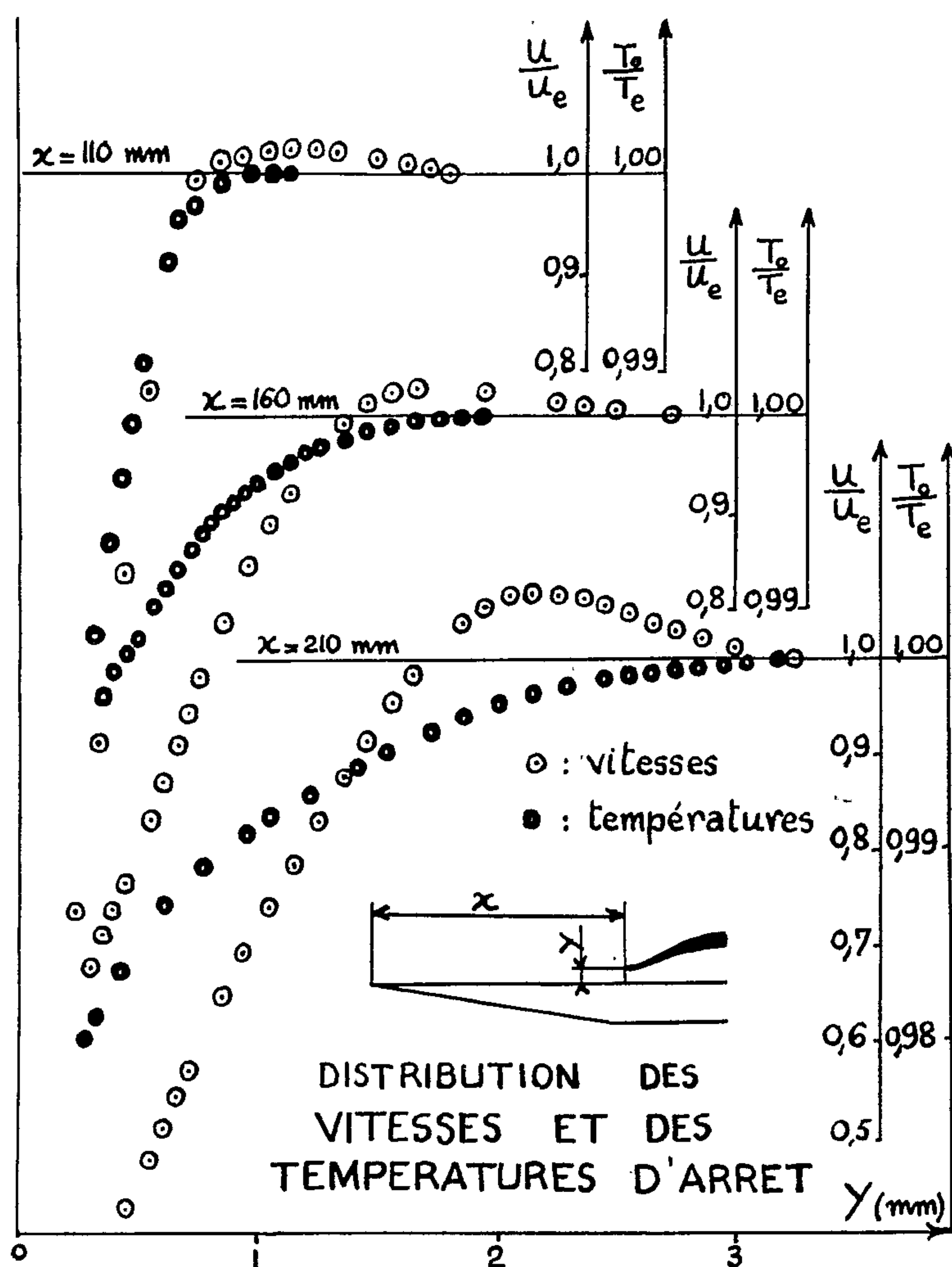


Fig. 1.

2. Des thermocouples donnent la température de frottement T_f que prend la paroi aux abscisses $x_1 = 110$ mm et $x_2 = 185$ mm. A la distance $x_1 = 110$ mm, la valeur du facteur thermique pariétal $r = (T_f - T_e)/(T_{0e} - T_e)$ est de 1 % supérieure à la valeur observée dans la plage turbulente : le facteur thermique pariétal évolue de 0,85 dans la zone laminaire à 0,88 dans la zone turbulente, en passant par un maximum de 0,89. Ceci a déjà été constaté. Nous remarquons de plus que ce maximum se situe dans le voisinage du recollement; il se

justifie parfaitement par l'existence de la faible zone tourbillonnaire qui le précède.

3. La sonde thermique qui permet l'exploration de la couche limite est constituée par un thermocouple; son extrémité est cylindrique (diamètre 0,2 mm). On déduit la température d'arrêt de son indication après étalonnage. Les courbes qui donnent le rapport de la température d'arrêt locale T_0 à la température d'arrêt T_{0e} à l'extérieur de la couche limite (*fig.* 1) montrent que le maximum de ce rapport a sa valeur la plus faible quand le facteur ther-

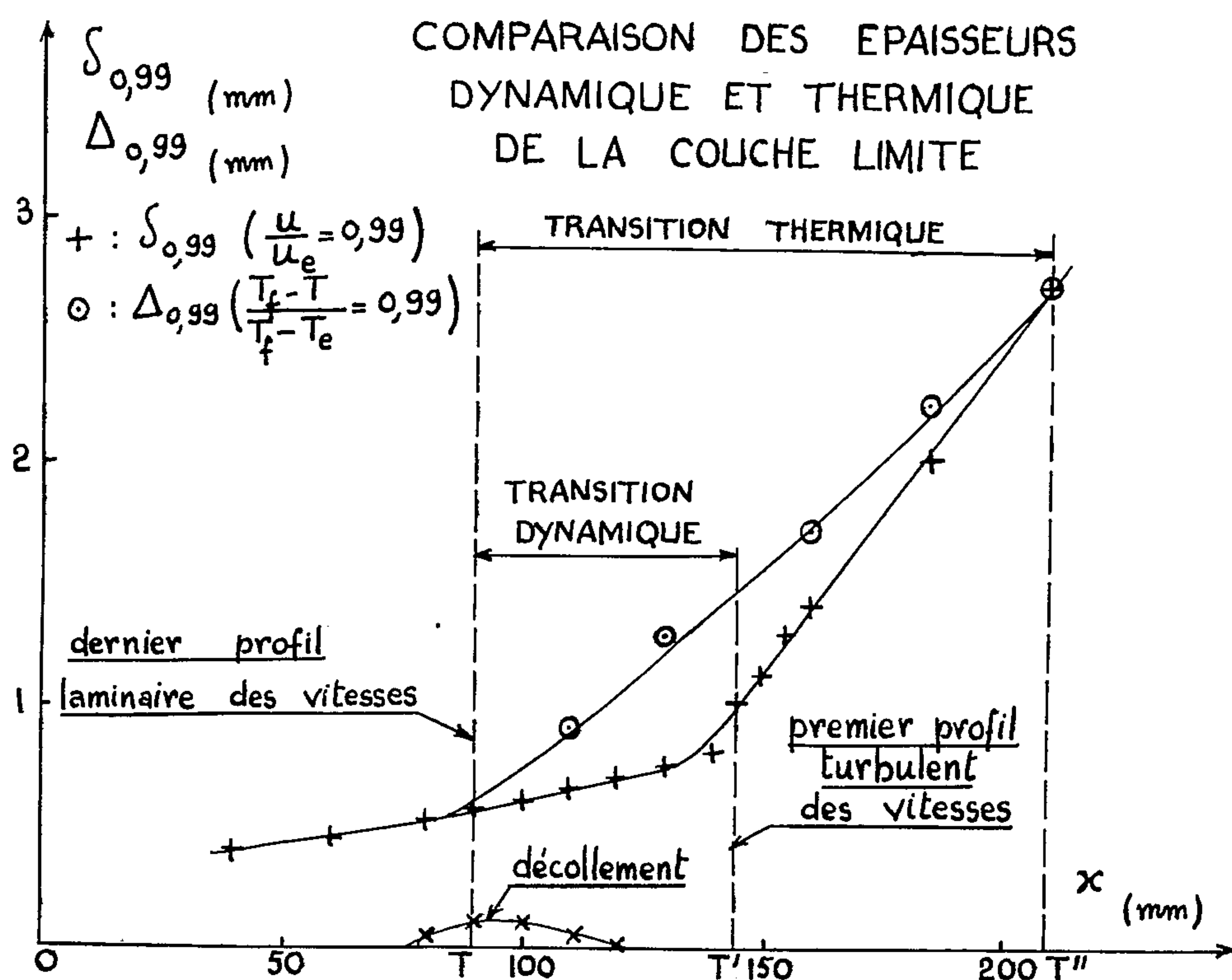


Fig. 2.

mique pariétal est le plus élevé. Il est de 1,013 dans la couche limite laminaire, de 1,002 dans la région du recollement, à $x = 110$ mm et de 1,0035 en pleine plage turbulente, à $x = 210$ mm. Ce résultat s'explique par le fait que l'énergie totale spécifique moyenne du fluide qui traverse une section de la couche limite est constante et égale à celle du courant libre :

$$C_p T_{0e} = \frac{u_e^2}{2} + C_p T_e.$$

4. Les profils laminaires des vitesses et des températures commencent à se déformer à partir d'un même point $T(x_T = 90 \text{ mm})$ qui définit le début de la transition. Jusqu'à ce point les variations de vitesse et de température s'étendent

jusqu'à une même distance de la paroi : on dit que les couches limites dynamique et thermique ont même épaisseur. Il n'en est plus de même à partir du point T; en particulier, au point d'abscisse $x = 110$ mm, le maximum de T_0/T_{0e} apparaît à une distance supérieure à celle qui définit l'épaisseur géométrique conventionnelle $\delta_{0,99}$ de la couche limite dynamique (*fig.* 1).

En même temps, les profils de vitesse u/u_e et de température $(T_f - T)/(T_f - T_e)$ deviennent tout à fait différents. La distribution des températures est plus affectée que la distribution des vitesses, peu sensible à l'influence de la chaleur dissipée dans la zone tourbillonnaire. Ainsi, dans la zone de transition, l'analogie de Reynolds n'est plus vérifiée. C'est ce qui paraît résulter d'un certain nombre de calculs analytiques ([2]).

5. Si l'on trace les courbes donnant les épaisseurs géométriques conventionnelles $\delta_{0,99}$ et $\Delta_{0,99}$ de couche limite, on obtient la figure 2 : les épaisseurs dynamique et thermique de la couche limite ne redeviennent égales qu'en un point T'' ($x = 210$ mm), lorsque le profil des températures devient le profil turbulent. Le point T'' est beaucoup plus éloigné du point T que ne l'est le point T' ($x = 145$ mm) où le profil turbulent des vitesses est déjà observé.

En abrégé, nous dirons que la zone de transition thermique est plus étendue que la zone de transition dynamique. L'analogie de Reynolds ne redevient valable qu'à une certaine distance du point qui marque la fin de la transition dynamique.

(*) Séance du 24 mars 1958.

([1]) Ed. A. Brun, J. F. Dorand et M. Plan, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1507.

([2]) A. N. Tifford, *Readers' Forum*, *Journal of the Aeronautical Sciences*, 18, n° 9, p. 284-285.

ASTRONOMIE. — *Une nouvelle méthode de réduction des observations de hauteurs égales.* Note de M. **André Gougenheim**, présentée par M. André Danjon.

L'équation des hauteurs égales peut être rendue linéaire en fonction de combinaisons des inconnues, sans emploi d'une solution approchée. On peut donc traiter par les moindres carrés le système surabondant des équationsd'observation; les calculs doivent être effectués avec un nombre relativement élevé de chiffres significatifs, ce qui n'est plus prohibitif grâce aux progrès des machines à calculer.

1. *Méthode des hauteurs égales.* — L'observation des instants de passage d'étoiles à une même hauteur, faite généralement à l'aide d'instruments spécialement conçus dont l'astrolabe à prisme est le plus répandu, est utilisée pour la détermination précise des positions géographiques.

Le problème comporte trois inconnues, car aux coordonnées de la station il vient s'ajouter une inconnue complémentaire qui est la hauteur instrumentale d'observation.

Pour affranchir les résultats des erreurs accidentelles affectant les mesures et les données on effectue toujours beaucoup plus d'observations que les trois qui sont théoriquement nécessaires pour déterminer les inconnues et le système des équations d'observation est largement surabondant.

2. *Méthode de résolution par l'emploi d'une solution approchée.* — La méthode adoptée jusqu'à présent pour résoudre ce système consiste à faire choix d'une solution suffisamment voisine de la solution cherchée pour qu'on puisse négliger les carrés et les produits des différences entre les valeurs approchées des inconnues et les valeurs cherchées, et à prendre ces différences comme nouvelles inconnues. Le changement de variables s'effectue par une simple différentiation de l'équation d'observation qui devient ainsi linéaire par rapport aux nouvelles inconnues.

Celles-ci étant petites, il n'est pas nécessaire de connaître leurs coefficients avec beaucoup de précision, et l'on peut se contenter de deux ou trois chiffres significatifs. Seul le second membre doit être calculé avec soin, car il représente la différence entre un élément déduit de l'observation et la valeur de cet élément déduite de la solution approchée, l'opération consiste pour chaque étoile observée à résoudre un triangle sphérique par un calcul à six ou sept chiffres significatifs.

Le système linéaire surabondant obtenu est alors traité par la méthode des moindres carrés ou par une méthode graphique dans laquelle les observations sont représentées sur un graphique à grande échelle par des droites enveloppant sensiblement une circonférence dont les coordonnées du centre fournissent les inconnues de position et dont le rayon conduit à la hauteur d'observation.

3. *Méthode directe de résolution.* — La méthode précédente s'impose lorsque l'équation d'observation fournie par la trigonométrie sphérique n'est pas linéaire en fonction des inconnues ou de combinaisons des inconnues, mais nous allons voir précisément que, dans le cas des observations de hauteurs égales, l'équation initiale d'observation peut être rendue linéaire sans recourir à l'artifice d'une solution approchée, de sorte qu'on peut appliquer la méthode des moindres carrés au système des équations d'observation originales. Cependant, comme les inconnues ne sont plus des corrections à des valeurs approchées, mais des combinaisons des inconnues du problème, il est nécessaire pour les déterminer avec une faible erreur relative de conserver six ou sept chiffres significatifs à leurs coefficients, tant dans les équations d'observation que dans les équations normales.

Le calcul des moindres carrés, naguère encore très laborieux dans ces conditions, est actuellement aisé et rapide, grâce aux progrès des machines à calculer. Il permet d'arriver directement au résultat en évitant de rechercher une solution approchée, puis de résoudre les triangles sphériques

en vue d'obtenir les seconds membres des équations d'observation rendues linéaires.

4. *Forme linéaire de l'équation d'observation.* — Les données du problème sont la déclinaison δ de l'astre et son angle horaire H rapporté au méridien international. Les inconnues sont d'autre part la latitude φ de la station, sa longitude Ouest G et la hauteur d'observation h.

L'équation d'observation s'écrit alors :

$$\sin h = \sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \cos(H - G)$$

ou encore

$$\frac{\cos\varphi \cos G}{\sin h} \cos\delta \cos H + \frac{\cos\varphi \sin G}{\sin h} \cos\delta \sin H + \frac{\sin\varphi}{\sin h} \sin\delta = 1.$$

En introduisant les trois nouvelles inconnues

$$X = \frac{\cos\varphi \cos G}{\sin h}, \qquad Y = \frac{\cos\varphi \sin G}{\sin h}, \qquad Z = \frac{\sin\varphi}{\sin h},$$

l'équation d'observation prend la forme linéaire

$$X \cos\delta \cos H + Y \cos\delta \sin H + Z \sin\delta = 1$$

qui se prête à la résolution directe par la méthode des moindres carrés.

Les coordonnées de la station et la hauteur d'observation s'obtiennent ensuite par

$$\operatorname{tg} G = \frac{Y}{X}, \qquad \operatorname{tg}\varphi = \frac{Z}{X} \cos G, \qquad \sin h = \frac{1}{Z} \sin\varphi.$$

5. *Interprétation des résidus.* — Il est facile de voir que les résidus R obtenus en substituant la solution dans les équations d'observation en X, Y, Z représentent les quantités $(h_1 - h) \cot h$ dans lesquelles h_1 désigne la hauteur d'observation déduite de l'instant de passage observé et de la position de la station. La différence $h_1 - h$ exprime donc l'écart qui existerait sur le graphique usuel entre la droite de hauteur relative à l'observation et le cercle enveloppe des droites de hauteur.

En secondes de degré $h_1 - h = R \operatorname{tg} h / \sin 1''$, soit $3{,}57.10^5$ R pour l'astrolabe à prisme.

6. *Influence des variations de la réfraction.* — Si l'on constate d'après les conditions météorologiques que la réfraction astronomique a varié au cours de la série d'observations, il est aisé d'en tenir compte.

On prend en effet comme inconnue h la hauteur d'observation à un instant donné, l'instant moyen de la série par exemple, et l'on désigne par $h + \Delta h$ la hauteur à l'instant d'une observation. Comme Δh est très petit, on peut écrire, en exprimant Δh en secondes de degré

$$\sin(h + \Delta h) = \sin h (1 + \Delta h \cot h \sin 1''),$$

de sorte que le second membre de l'équation d'observation ne doit plus

être pris égal à 1 mais à $1 + \Delta h \cot h \sin 1''$. Par exemple, pour les observations à l'astrolabe à prisme, il s'écrit $1 + 0{,}0000028\,\Delta h$.

7. *Exemple.* — Nous donnons ci-dessous, pour une série d'observations de 12 étoiles effectuée à l'aide d'un astrolabe à prisme SOM type géodésique, la comparaison entre les résultats fournis par la méthode directe que nous avons indiquée, et par la méthode usuelle recourant à une solution approchée, le calcul étant fait avec sept chiffres significatifs dans les deux cas :

	Latitude.	Longitude.	Hauteur d'observation.
Méthode directe............	12° 34′ 14″,6	1h6m 57s,87	59° 59′ 29″,8
Méthode usuelle............	12° 34′ 14″,6	1h6m 57s,86	59° 59′ 29″,7

En ce qui concerne les résidus on trouve les valeurs suivantes pour $h_1 - h$ (en secondes), l'azimut Z d'observation étant donné en outre à titre indicatif

Méthode		Azimut	Méthode		Azimut
directe.	usuelle.	(en degrés).	directe.	usuelle.	(en degrés).
− 0,4	− 0,25	87,6	+ 1,6	+ 1,7	200,7
− 0,7	− 0,6	89,6	+ 2,25	+ 2,4	26,7
− 0,5	− 0,4	120,2	− 0,2	− 0,3	236,3
− 0,4	− 0,2	67,1	+ 0,4	+ 0,4	342,1
− 0,2	− 0,2	306,4	− 0,6	− 0,7	262,1
− 0,9	− 1,0	44,1	− 0,9	− 0,9	299,1

8. *Solution déjà proposée.* — La possibilité de traiter directement, à l'aide d'une machine à calculer les observations à l'astrolabe à prisme a été signalée dès 1954 par un hydrographe des États-Unis d'Amérique (1). Mais l'auteur de cette proposition déduit la forme linéaire de l'équation d'observation de la projection stéréographique du cercle de hauteur observée, sur le plan de l'équateur, ce qui entraîne des complications dans la forme des nouvelles inconnues et de leurs coefficients et qui rend difficiles la prise en considération des variations de la réfraction, ainsi que l'interprétation des résidus.

(1) AL. H. KERRICK, *Revue Hydrographique Internationale*, 31, n° 2, novembre 1954.

MAGNÉTISME. — *Les couches minces ferromagnétiques. Propriétés magnétiques déduites des études de conductibilité des couches minces de Nickel.* Note (*) de MM. **ANTOINE COLOMBANI** et **GUY GOUREAUX**, transmise par M. Gustave Ribaud.

Nous avons précédemment indiqué les résultats expérimentaux auxquels nous a conduit l'étude de la conductibilité des couches minces de nickel (1). Ainsi, le faisceau de courbes (*fig.* 1) qui donne les variations du coefficient de

température de la résistance électrique en fonction de la température pour différentes épaisseurs montre une chute rapide du point de Curie ferromagnétique T_f lorsque l'épaisseur devient inférieure à 220 Å.

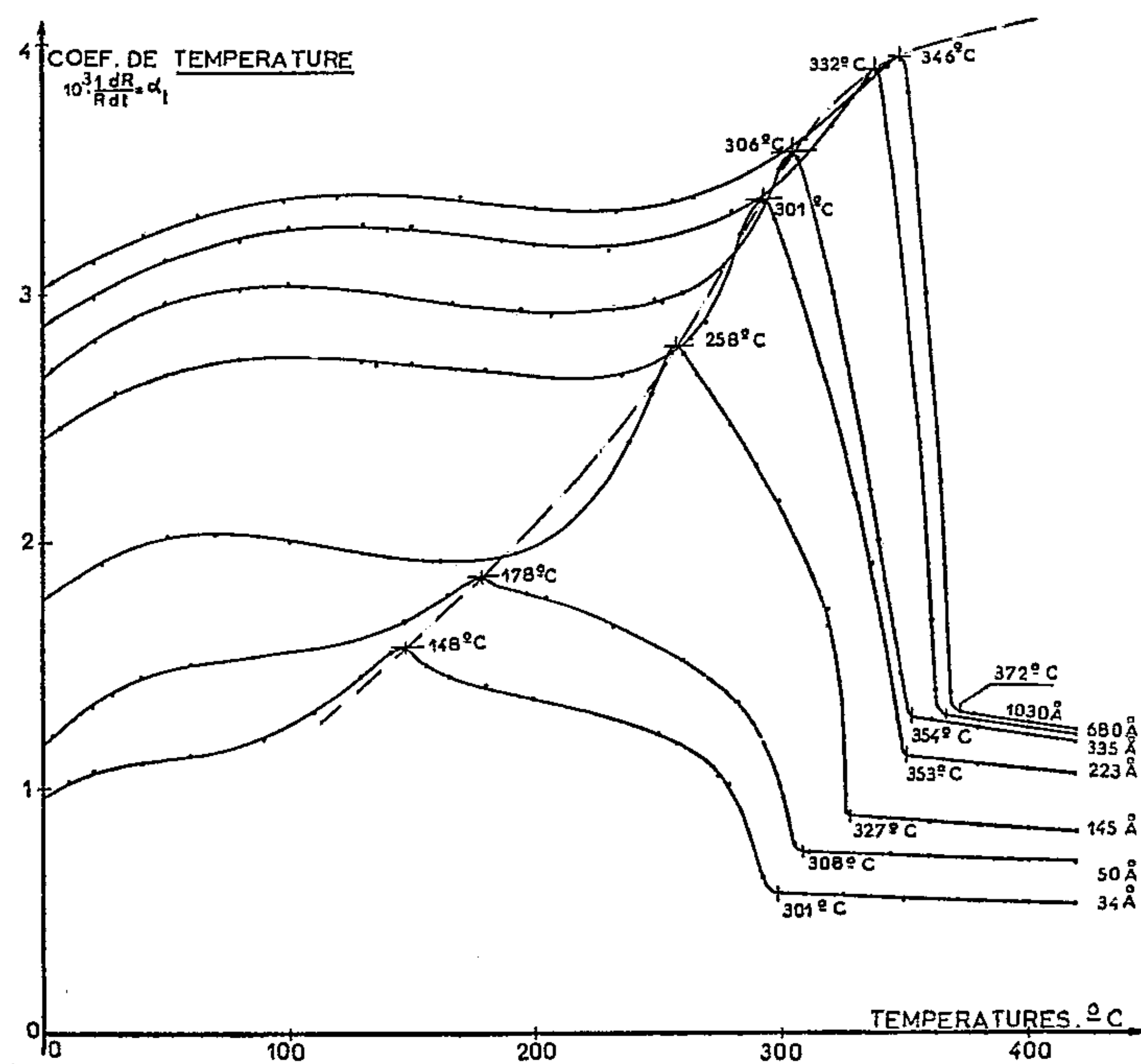


Fig. 1.

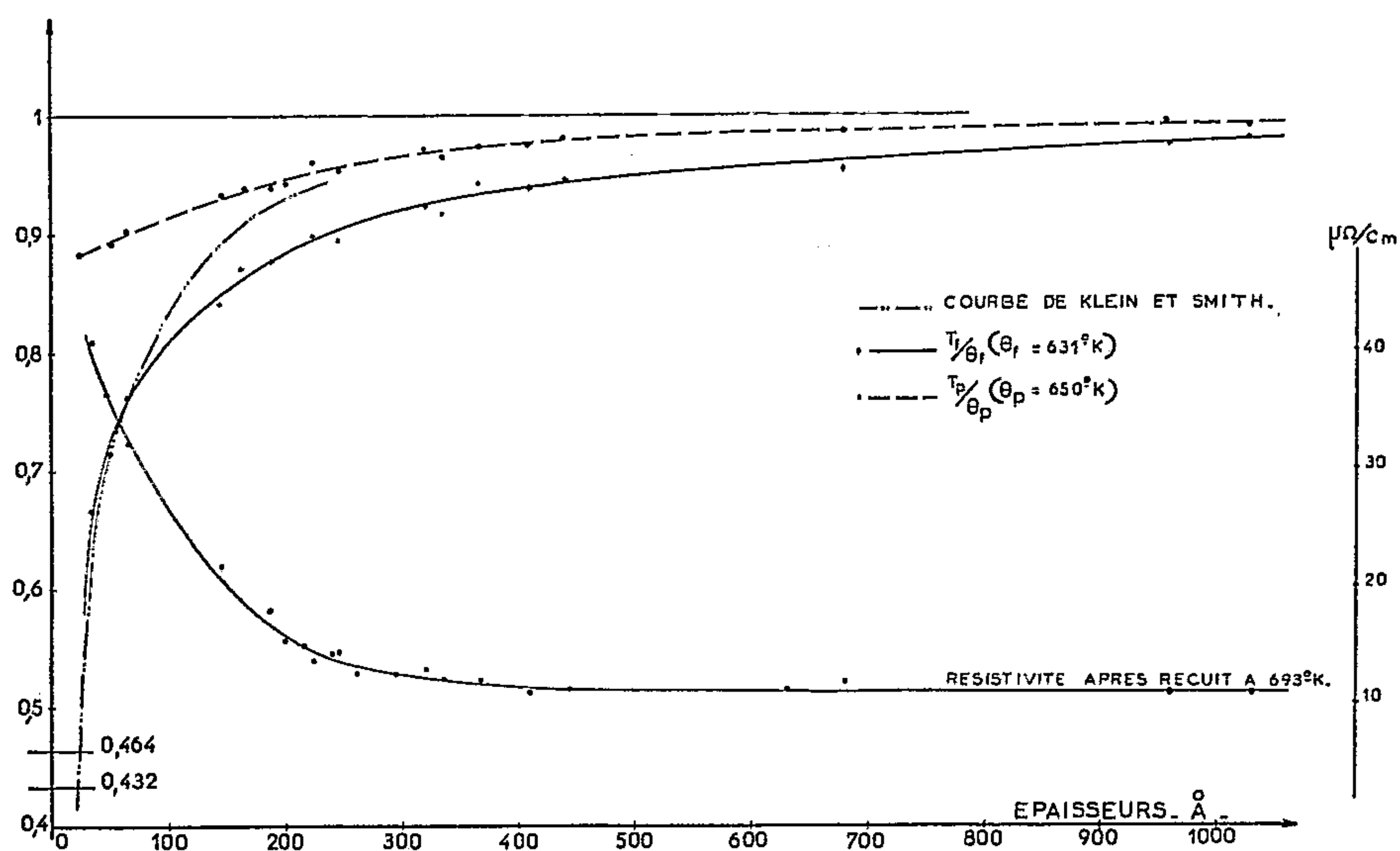


Fig. 2.

On peut tracer en fonction de l'épaisseur la variation du rapport T_f/θ_f ($\theta_f =$ 631°K du nickel usuel). La courbe obtenue (*fig.* 2) a l'allure des courbes théo-

riques de Klein et Smith [2] et de Valenta [3] (sous réseaux magnétiques de M. Néel). Aux faibles épaisseurs (<100 Å) la concordance est bonne mais notre courbe expérimentale atteint moins rapidement son palier que la courbe

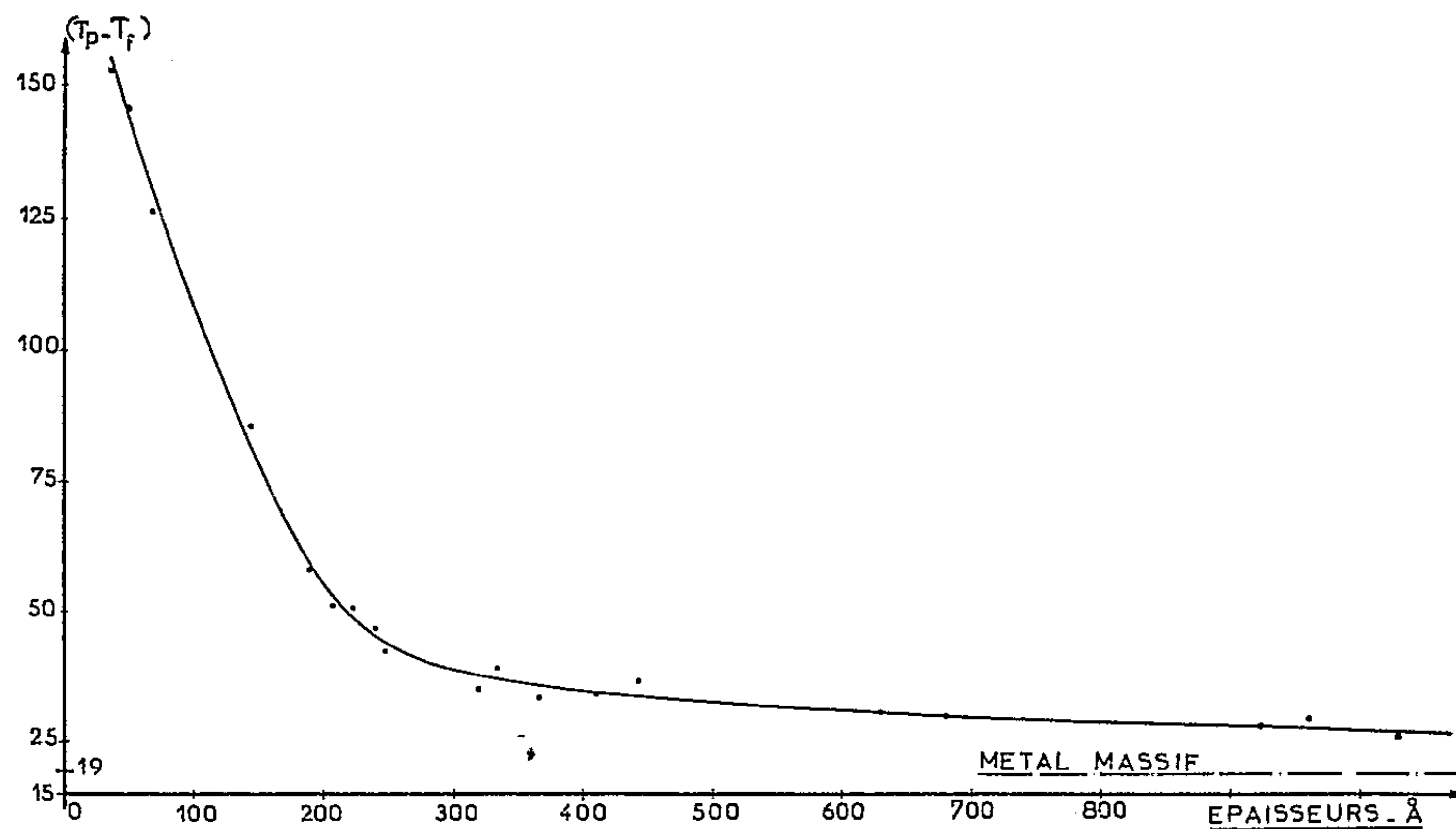


Fig. 3.

théorique aux fortes épaisseurs. Toujours est-il qu'au dessous de 200 Å le point de Curie T_f subit une chute rapide en même temps que croît la résistivité. Par contre, le rapport des températures de Curie paramagnétiques T_p/θ_p ($\theta_p = 651$ °K pour le nickel usuel) varie fort peu avec l'épaisseur des lames au-dessus de 40 Å.

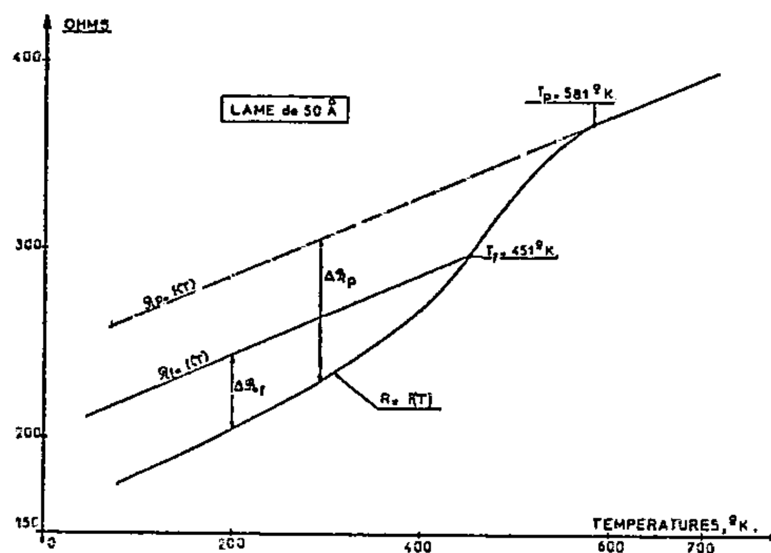


Fig. 4.

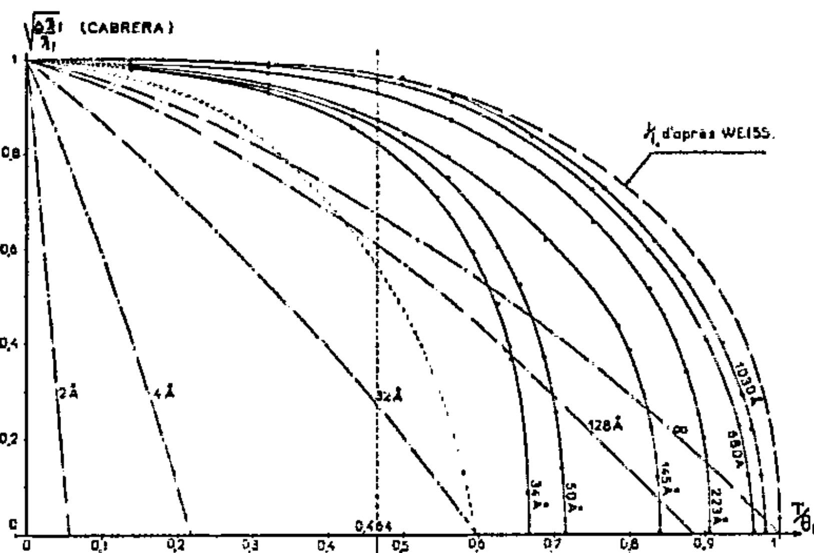


Fig. 5.

La différence $\theta_p - \theta_f$ (*fig.* 3) qui détermine le nombre N de porteurs dans chaque groupe d'atomes décroit lorsque croit N, c'est-à-dire quand l'épaisseur augmente. Les fluctuations augmentent ainsi aux faibles épaisseurs, alors qu'on tend vers un champ de Weiss aux épaisseurs élevées.

A partir de la théorie de Cabrera [4] qui pose $(R - \mathcal{R})/\mathcal{R} = A(I/I_0)^2$ où R est la résistance mesurée, $\mathcal{R}$ la partie indépendante de l'aimantation, A une

constante, I et I_0 les aimantations spontanées aux températures T°K et T = 0°K, nous avons déduit I/I_0 à partir des courbes d'évolution thermique de la résistivité en appliquant cette formule aux points T_f et T_p (*fig.* 4). Les résultats obtenus en fonction de T/θ_f (courbes continues) sont indiqués sur les figures 5 et 6. Nous y avons adjoint la courbe de Weiss : $I/I_0 = f(T/\theta_f)$, et les courbes théoriques de Klein et Smith.

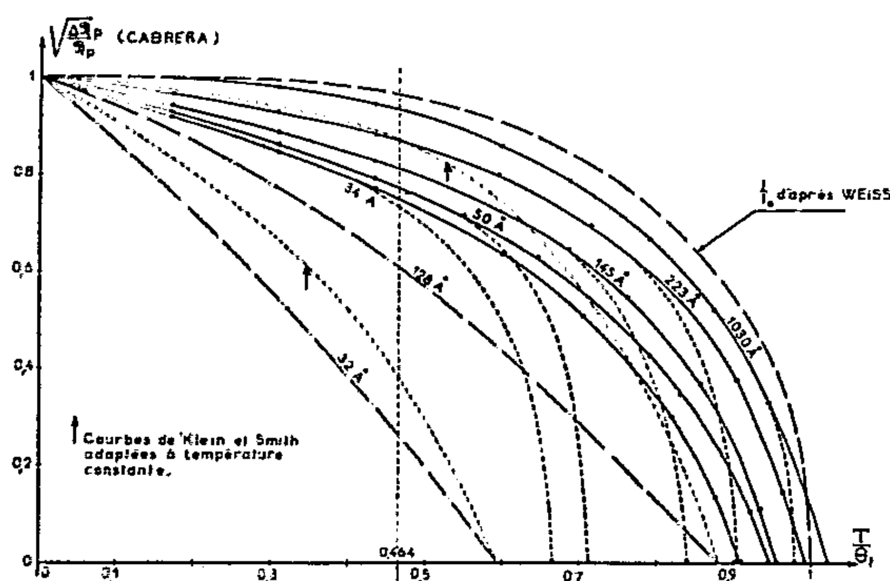


Fig. 6.

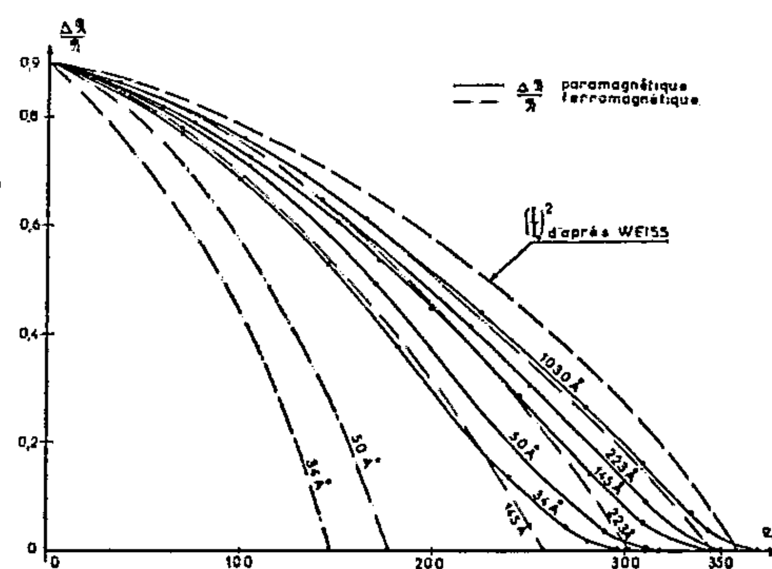


Fig. 7.

Aux fortes épaisseurs (1030 Å) les courbes expérimentales tendent très convenablement vers la courbe de Weiss (épaisseur infinie). De plus, toutes les courbes atteignent l'axe des abscisses perpendiculairement aux points de Curie ferromagnétiques et obliquement aux points de Curie paramagnétiques (*fig* 6). Enfin, la chute d'aimantation spontanée à la température ambiante ($T/\theta_f = 0,464$) est très rapide au dessous de 220 Å, mais il y a cependant encore ferromagnétisme à 34 Å).

Sur la figure 5, nous avons « adapté » suivant Drigo ([5]) les courbes de Klein et Smith à aimantation constante. Comme il faut s'y attendre de la part d'une théorie qui n'est valable qu'à très basse température, les points de Curie qu'elle indique sont peu exacts bien que l'allure des courbes rappelle celle de nos courbes expérimentales.

Enfin sur la figure 7, nous avons groupé la courbe de Weiss $(I/I_0)^2$ et celles qui traduisent nos résultats en fonction de la température centigrade pour le ferromagnétisme et le paramagnétisme. Les courbes obtenues comparées à celles de Weiss sont très plausibles.

Cet ensemble de faits nous permet aussi d'admettre que sur la figure 2, notre courbe expérimentale est bien plus proche de la vérité que celle déduite de la théorie.

(*) Séance du 17 mars 1958.

([1]) G. GOUREAUX et A. COLOMBANI, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 741.

([2]) KLEIN et SMITH, *Phys. Rev.*, 81, 2d série, Février 1951.

([3]) VALENTA, *Czechosl. J. Phys.*, 7, 1957, p. 127-132.

([4]) B. Cabrera et Torroja, *Ann. Soc. Esp. Fis. Quim.*, 11, 1913, p. 443-525; B. Cabrera, *Le Magnétisme*, C. N. R. S., 1940.

([5]) Drigo, *Nuovo Cimento*, 8, 1951, p. 498.

([6]) Crittenden, *Colloque international d'Alger*, C. N. R. S., 1955.

OPTIQUE CORPUSCULAIRE. — *Utilisation en microscopie électronique d'un doublet à focalisation forte*. Note de M. **Albert Septier**, présentée par M. Louis de Broglie.

On peut calculer de façon approchée les éléments cardinaux d'une lentille quadrupolaire en substituant aux répartitions réelles du champ sur des parallèles à l'axe Oz des rectangles de hauteur E_0 (champ au centre) et de longueur l (longueur efficace). Un doublet formé de deux lentilles *identiques* croisées est schématisé sur la figure 1; L représente l'écartement des lentilles fictives remplaçant les lentilles réelles, et S le plan de sortie de la deuxième lentille. Chacune d'elles peut être caractérisée par le facteur $\beta l = (l/a)(\Phi_1/\Phi_0)^{1/2}$ où a est le rayon du cercle de gorge, Φ_0 le potentiel accélérateur; les paires d'électrodes opposées sont portées à une tension $\pm\Phi_1$.

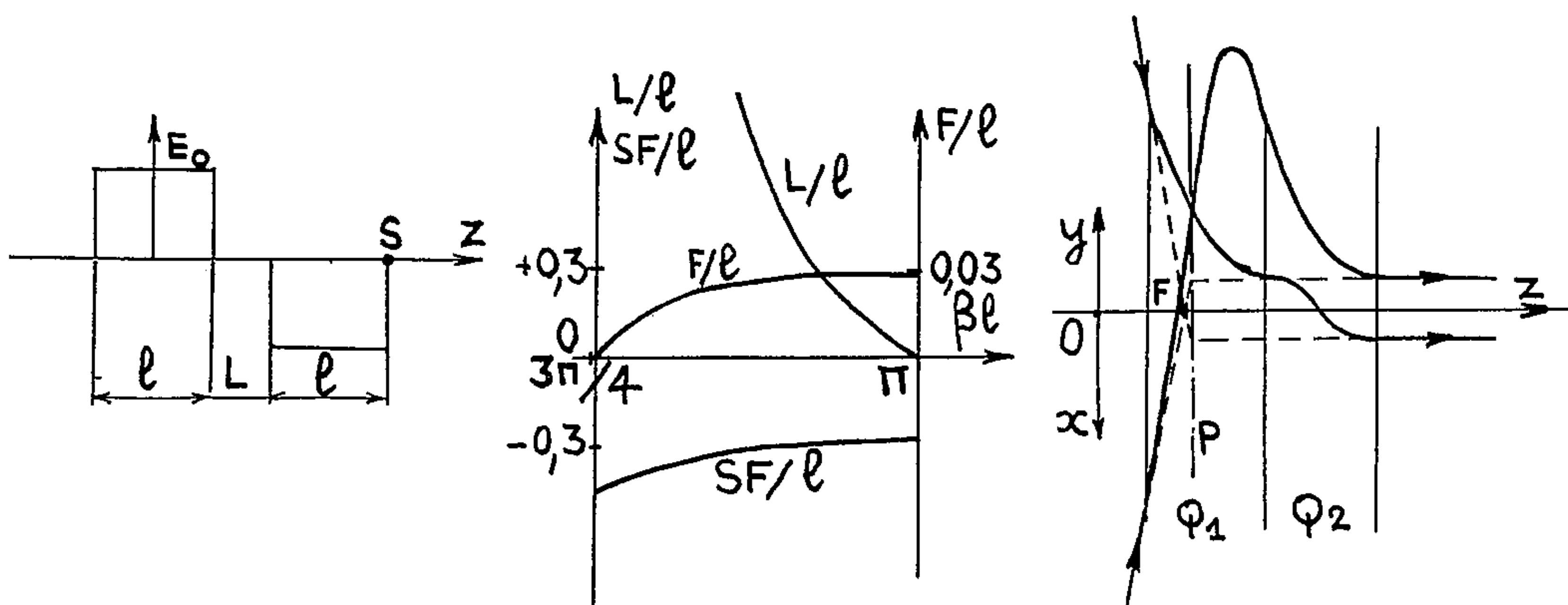


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Dans le cas général, si βl est le même pour les deux lentilles, la distance focale est identique dans les deux plans de symétrie radiaux Ox et Oy traversant les pôles, et les foyers ont des positions différentes; mais pour certaines valeurs de (βl), *le doublet est équivalent à un système de révolution :* les deux foyers F_x et F_y sont confondus. On doit alors avoir les relations

$$(\beta l) = -\frac{2}{\operatorname{cotg}\beta l + \coth\beta l} \qquad \text{et} \qquad L \geqq 0$$

qui sont satisfaites pour $\alpha_k \leqq \beta l \leqq k\pi$ avec $\alpha_k \# (\pi/4)(3+4k)$.

La figure 2 donne les variations de L/l, F/l et SF/l dans le premier domaine

$\alpha_0 \leqq \beta l \leqq \pi$. Le cas $L = 0$, réalisable puisque l est supérieure à la longueur mécanique, conduirait à $F/l \simeq 0,03$ et $SF/l \simeq -0,3$. La figure 3 montre la variation des éléments cardinaux du doublet en fonction de βl lorsque $L = 0$; les foyers coïncident bien pour $\beta l = \pi$; les trajectoires correspondant à des

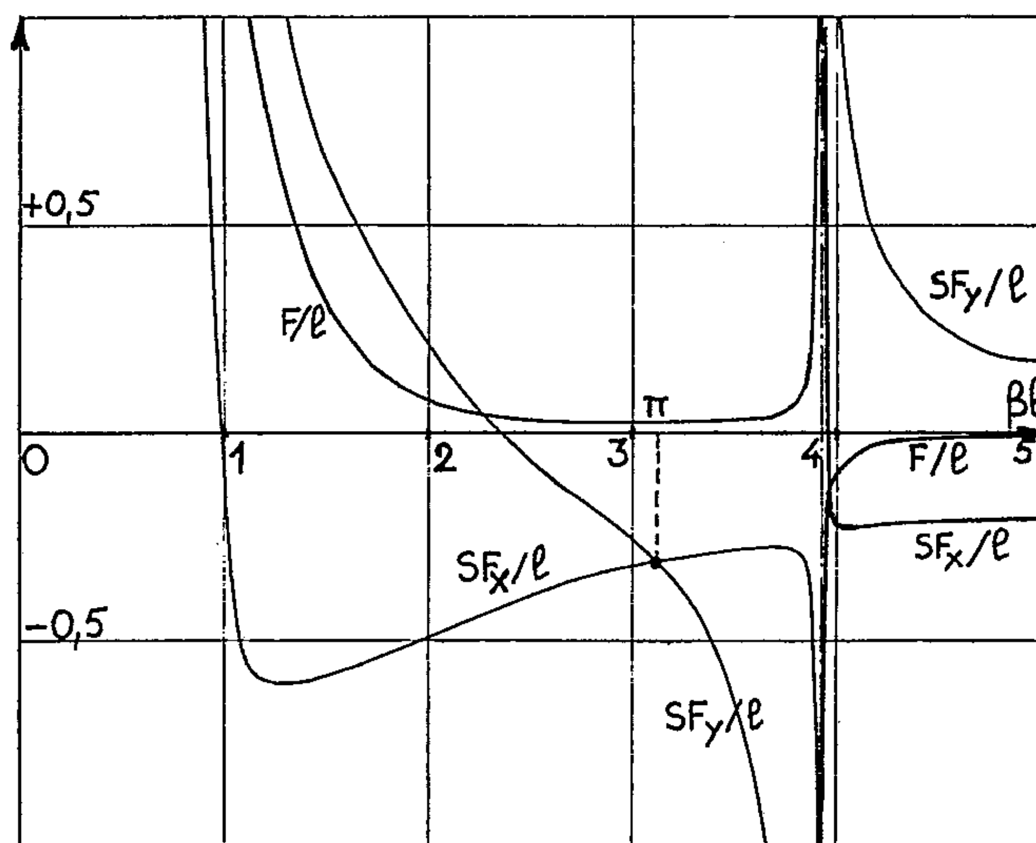


Fig. 3.

rayons émergents parallèles à l'axe sont schématisées sur la figure 4. Les foyers, définis à partir des trajectoire extérieures à la lentille, sont situés à l'intérieur du doublet; le système ne pourra donc être utilisé dans ces conditions que comme lentille de projection. D'autre part, les foyers réels immergés sont différents dans les plans Ox et Oy.

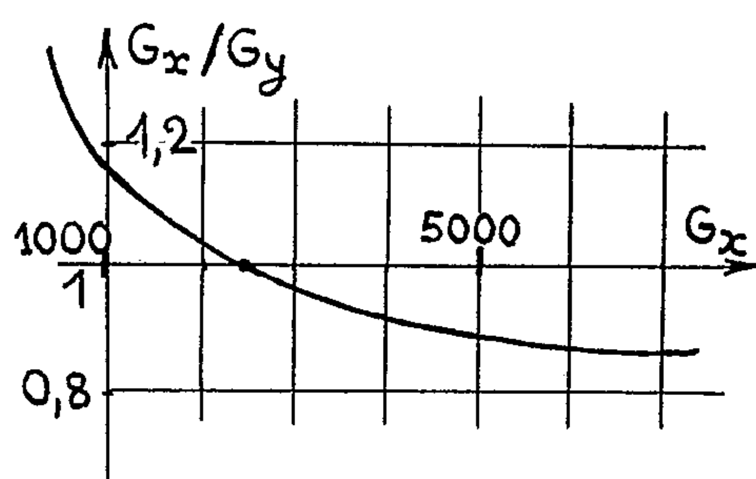


Fig. 5.

Nous avons vérifié cette possibilité d'utilisation d'un doublet à l'aide de deux lentilles ayant les caractéristiques suivantes : $l = 37,5$ mm, $L = 0$, $a = 4$ mm; le doublet est précédé d'un objectif classique donnant de l'objet une image

agrandie 25 fois dans le plan focal objet du doublet. Pour simplifier l'alimentation électrique dans les expériences préliminaires, les électrodes sont portées à des tensions 0 et $2\Phi_1$, cette dernière étant obtenue à partir de Φ_0 sur un diviseur de tension. L'écran fluorescent est à 250 mm de la sortie du doublet. Par variation de Φ_1, on obtient une image de bonne qualité, avec un grandissement variant dans de très larges limites; les grandissements suivant Ox et Oy sont égaux pour $G \# 2500$, soit $F \# 2,5$ mm, mais le rapport G_x/G_y mesuré reste très proche de 1 lorsque G_x varie de 1 000 à 7 500 (*fig.* 5) ce qui correspond à 8 mm $\leq F \leq$ 1 mm, pour $0,05 \leq \Phi_1/\Phi_0 \leq 0,12$. Pour des excitations plus fortes, l'image se déforme très vite. La figure 6 est une image d'oxyde de molybdène, obtenue en direct à $G_x = 7500$, tandis que la figure 7 correspond sensiblement au système de révolution. Les valeurs de F obtenues ici sont plus fortes que celles fournies par le calcul approché; on pourra les diminuer en réduisant *l*.

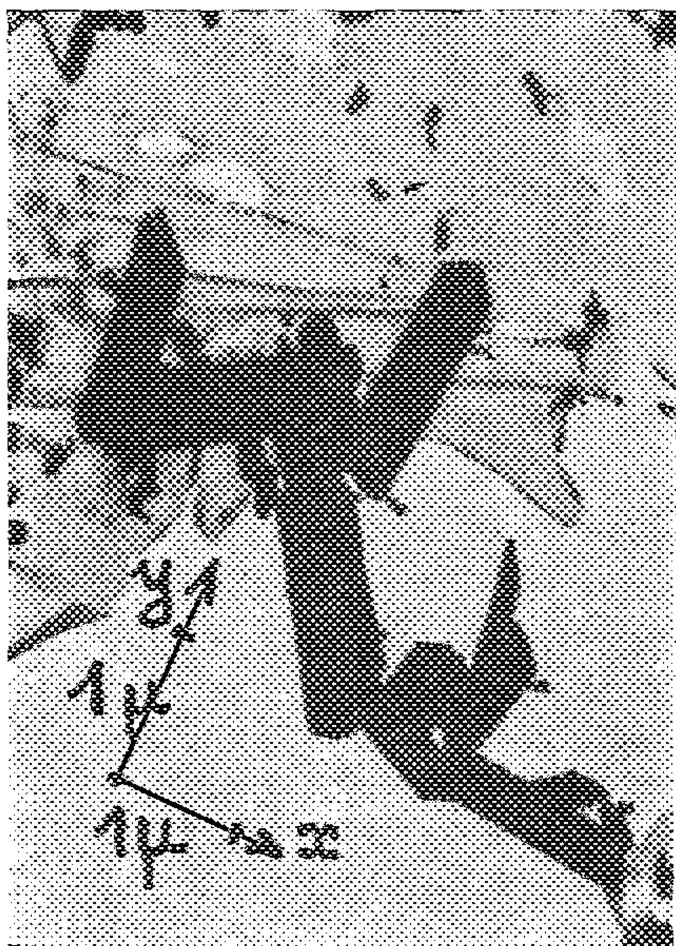


Fig. 6.



Fig. 7.

En conclusion, *pour des tensions de fonctionnement très faibles*, de l'ordre du dixième de la tension d'accélération, on a pu obtenir des images à fort grandissement comparables à celles des lentilles classiques (qui nécessitent des tensions d'excitation de l'ordre de Φ_0). Tous ces résultats peuvent se transposer au cas magnétique, avec un gain appréciable sur le nombre d'ampères-tours magnétisants.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Fonction potentielle cubique de vibration de l'eau en coordonnées des forces de valence.* Note (*) de M. Itaru Gamo, transmise par M. Jean Cabannes.

En employant les coefficients de la fonction en coordonnées normales déterminés par Dennison (tableau I), on a calculé les valeurs de ces coefficients en coordonnées des forces de valence.

Dans ce système, on a les expressions suivantes pour l'eau :

$$(1)\qquad \begin{aligned} V_1 = {} & K_3\{(\Delta r_1)^3+(\Delta r_2)^3\}+H_3(r\Delta\theta)^3 \\ & + L_3\{(\Delta r_1)^2(\Delta r_2)+(\Delta r_1)(\Delta r_2)^2\} \\ & + M_3\{(\Delta r_1)^2+(\Delta r_2)^2\}(r\Delta\theta) \\ & + N_3\{(\Delta r_1)+(\Delta r_2)\}(r\Delta\theta)^2 \\ & + P_3(\Delta r_1)(\Delta r_2)(r\Delta\theta) \end{aligned}$$

où Δr_1, Δr_2 et $\Delta\theta$ sont les variations des distances O — H et de l'angle H — Ô — H à partir de la position d'équilibre; r est la distance d'équilibre O — H.

Si l'on écrit suivant Dennison (¹) ce potentiel en coordonnées normales, on a

$$(2)\qquad \frac{V_1}{hc} = \alpha_1 X_3 + \alpha_2 X_3 + \alpha_3 X_1^2 X_2 + \alpha_4 X_1 X_2^2 + \alpha_5 X_1 X_3^2 + \alpha_6 X_2 X_3^2,$$

où

$$X_i = 2\hbar\left[\omega_i \frac{c}{h}\right]^{\frac{1}{2}} Q_i \qquad (i = 1, 2, 3),$$

Q_1, Q_2 et Q_3 sont les coordonnées normales de la vibration symétrique de valence, celle symétrique de déformation, et celle antisymétrique de valence, respectivement.

Les autres termes disparaissent dans son calcul (¹), qui adopte une perturbation du second ordre.

Les équations de transformation suivantes (²) :

$$(3)\qquad \begin{cases} X_1 . 10^{-8} = 7,40256\,\Delta S + 0,455730\,r\,\Delta\theta, \\ X_2 . 10^{-8} = -0,024854 7\,\Delta S + 4,78638\,r\,\Delta\theta, \\ X_3 . 10^{-8} = \pm(7,38567\,\Delta D), \end{cases}$$

où

$$\Delta S = \Delta r_1 + \Delta r_2 \qquad \text{et} \qquad \Delta D = \Delta r_1 - \Delta r_2,$$

permettent d'obtenir les valeurs du tableau II. H_3, L_3, M_3, N_3 et P_3, qui représentent les diverses interactions cubiques entre liaison-liaison et entre liaison-angle, ne sont pas entièrement négligeables devant K_3, malgré les valeurs médiocrement approchées des α.

En vue de les comparer à K_3, constante cubique de valence de la liaison

O-H, on a calculé dans le tableau III le produit $-\mathrm{D}a^3$ de la fonction de Morse pour H_2O, et celui de OH obtenu par Linnett (²). La différence entre ces deux valeurs correspond à l'effet cubique du réarrangement des électrons autour de O et l'interaction entre H...H, produits par l'addition d'un deuxième H au radical OH, à l'approximation de Morse.

La comparaison de $-\mathrm{D}a^3$ pour H_2O avec K_3 suggère que, par suite des diverses interactions cubiques, la fonction de Morse est insuffisante pour l'approximation d'ordre proposé ici.

TABLEAU I.

α_1.	α_2.	α_3.	α_4.	α_5.	α_6.
−322	−47	+1	+216	−909	+160

TABLEAU II (en 10^{13} dynes/cm²).

K_3.	H_3.	L_3.	M_3.	N_3.	P_3.	
−9,9	−0,1	−0,5	−0,1	+0,7	−1,7	(pour $+\Delta$D) (*)
−9,9	+0,1	−0,5	−0,2	+0,7	+1,6	(pour $-\Delta$D)

(*) *Voir* la troisième équation de transformation.

TABLEAU III.

	D (erg/mol).	ω_1 (cm⁻¹).	r_e (Å).	$-\mathrm{D}a^3$ (dyne/cm²).
OH.............	$8,8282.10^{-12}$	3727,95	0,9710	$-9,54.10^{13}$
H−OH..........	$8,300.10^{-12}$	3825,32	0,958	$-9,17.10^{13}$

Dans ce calcul on a employé les valeurs suivantes :

$$h = 1,985716.10^{-16}\,\text{erg.s}, \qquad c = 2,99776 \times 10^{10}\,\text{cm/s},$$
$$\mathrm{N} = 6,0244.10^{23}, \qquad {}^{16}\mathrm{O} = 16,0000, \qquad {}^{1}\mathrm{H} = 1,008145,$$

(*) Séance du 24 mars 1958.

(¹) B. T. DARLING et D. M. DENNISON, *Phys. Rev.*, 57, 1940, p. 128; D. M. DENNISON, *Rev. Mod. Phys.*, 12, 1940, p. 175.

(²) HEATH et LINNETT, *Trans. Faraday Soc.*, 44, 1948, p. 556.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Corrélation β-neutrino pour des noyaux orientés. Cas de neutrons polarisés.* Note (*) de M. **ROGER NATAF**, transmise par M. Frédéric Joliot.

On examine le cas des transitions $\Delta J = 0$, en particulier celui du neutron.

2. TRANSITION FERMI + GAMOW-TELLER J → J. — On peut avoir ici :

a. $M' = J - 1$ par $\int \sigma_X - i\sigma_Y$ de Gamow-Teller;

b. $M' = J$ par $\int \sigma_Z$ de Gamow-Teller et $\int 1$ de Fermi.

En ajoutant les deux probabilités, (a) donne (5) modifié par un facteur « de projection » et (b) contient un terme d'interférence entre les deux types d'interaction.

Pour le neutron :

$$(6)\quad \left\{ \begin{aligned} S &= 3(|C_A|^2+|C_T|^2)+|C_S|^2+|C_V|^2+2\vec{\nu}.\vec{j}\{|C_A|^2-|C_T|^2+\mathrm{Re}(C_T^*C_S-C_A^*C_V)\}, \\ D &= (|C_T|^2-|C_A|^2+|C_V|^2-|C_S|^2)\,\vec{e}.\vec{\nu}-2\vec{e}.\vec{j}\{|C_T|^2+|C_A|^2+\mathrm{Re}(C_T^*C_S+C_A C_V)\} \\ &\qquad -2\vec{e}(\vec{j}\wedge\vec{\nu})\,\mathrm{Im}(C_T^*C_S-C_A^*C_V). \end{aligned} \right.$$

Cas particulier lorsque $J=1/2$, $\left|\int\vec{\sigma}\right|^2=3$, $\int 1=1$, des expressions générales :

$$(7)\quad \left\{ \begin{aligned} S &= \left|\int\vec{\sigma}\right|^2(|C_T|^2+|C_A|^2)+\left|\int 1\right|^2(|C_S|^2+|C_V|^2) \\ &\quad +2\vec{\nu}.\vec{j}\left[\frac{\left|\int\vec{\sigma}\right|^2}{2(J+1)}(|C_A|^2-|C_T|^2)+\sqrt{\frac{J}{J+1}}\left|\int\vec{\sigma}\right|\left|\int 1\right|\mathrm{Re}(C_T^*C_S-C_A^*C_V)\right] \\ D &= \frac{2J-1}{J+1}\left|\int\vec{\sigma}\right|^2(|C_A|^2-|C_T|^2)\left[(\vec{\nu}.\vec{j})(\vec{e}.\vec{j})-\frac{1}{3}\vec{\nu}.\vec{e}\right] \\ &\quad +\left[\frac{1}{3}\left|\int\vec{\sigma}\right|^2(|C_T|^2-|C_A|^2)+\left|\int 1\right|^2(|C_V|^2-|C_S|^2)\right](\vec{\nu}.\vec{e}) \\ &\quad -2\vec{e}.\vec{j}\left[\frac{\left|\int\vec{\sigma}\right|^2}{2(J+1)}(|C_A|^2+|C_T|^2)+\sqrt{\frac{J}{J+1}}\left|\int\vec{\sigma}\right|\left|\int 1\right|\mathrm{Re}(C_T^*C_S+C_A^*C_V)\right] \\ &\quad -2\sqrt{\frac{J}{J+1}}\left|\int\vec{\sigma}\right|\left|\int 1\right|\vec{e}(\vec{j}\wedge\vec{\nu})\,\mathrm{Im}(C_T^*C_S-C_A^*C_V) \end{aligned} \right.$$

(7) est d'ailleurs en accord avec les expressions générales de ([13]) quand on tient compte de (2) et qu'on prend $\langle\vec{J}\rangle=\vec{j}J$ (orientation complète). La somme sur $d\Omega_\nu$ conduit encore aux résultats de ([1]).

a. Asymétrie des β émis. — Quand on somme (6) sur $d\Omega_\nu$, le terme en $\vec{e}.\vec{j}=\cos\Theta$ conduit toujours à une asymétrie. En posant

$$\frac{G^2}{4}=|C_A|^2+|C_T|^2=|C_S|^2+|C_V|^2,$$

de sorte que

$$G^2=\sum_X|C_X|^2+|C'_X|^2 \qquad (X=V,A,S,T);$$

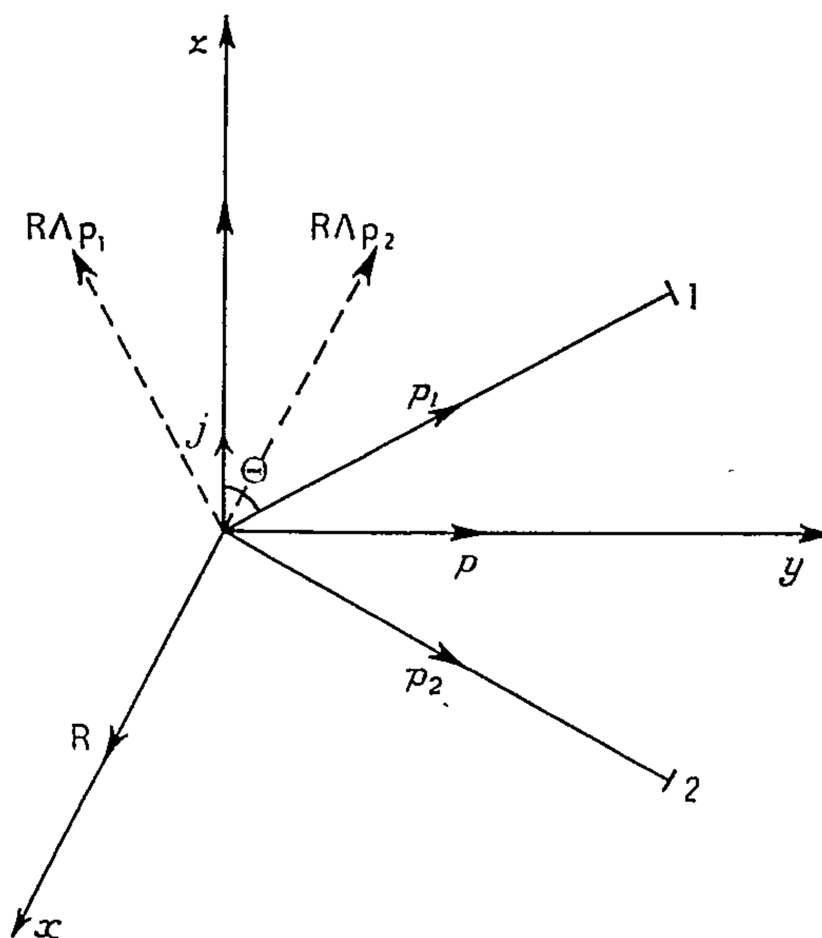
$$(8)\quad N(W,\Theta)\,dW\,d\Omega_e=Wpq^2\,dW\frac{d\Omega_e}{2\pi^4}G^2\left\{1-\frac{p}{W}\left[\frac{1}{2}+\frac{2\,\mathrm{Re}(C_T^*C_S+C_A^*C_V)}{G^2}\right]\cos\Theta\right\}.$$

L'expérience a été faite à Argonne ([14]) sur un pinceau de neutrons, polarisés par réflexion rasante sur un miroir de Cobalt aimanté, avec successivement les deux sens de l'aimantation.

Alors que le résultat donné dans ([14]) pour la loi $1-a(p/\mathrm{W})\cos\Theta$ est $a=0{,}37\pm0{,}11$, les auteurs obtiennent le nouveau résultat : $a=1{,}0\pm0{,}5$ ([15]). Si l'on tient compte du résultat de Goldhaber et al. ([16]) montrant que le neutrino émis au cours de la capture K dans ^{152}Eu est *gauche* [ce qui impose l'interaction Gamow-Teller A, à l'exclusion de T(*cf.* Note I)], ce dernier résultat montrerait que l'interaction est V + A, en accord avec la théorie de Feynman et Gell-Mann ([17]) :

$$2\,\mathrm{Re}\,\mathrm{C}_\mathrm{A}^*\mathrm{C}_\mathrm{V}=\frac{\mathrm{G}^2}{2}\qquad \text{où}\quad \mathrm{C}_\mathrm{A}=\frac{\mathrm{G}}{2}e^{ia},\qquad \mathrm{C}_\mathrm{V}=\sqrt{\frac{\mathrm{G}^2}{4}-|\mathrm{C}_\mathrm{S}|^2}\,e^{iv}$$

conduit bien à $|\mathrm{C}_\mathrm{S}|^2=0$ et $\cos(v-a)=1$.



b. Terme sensible à la variance par T. — Le dernier terme de D disparaît s'il y a T invariance et les mesures permettant de le mettre en évidence indiqueraient si H est T invariant ou non. Cette possibilité est signalée dans ([13]), avec d'autres, qui disparaissent dans le modèle (2), les termes correspondants s'annulant. Si l'on somme sur $d\Omega_\nu$, ce terme disparaît aussi; il faut donc observer, au moins approximativement, l'impulsion de recul $\vec{\mathrm{R}}$ du proton ([18]) — Remplaçant $\vec{e}$ par $\vec{p}/p$, $\vec{\nu}$ par $\vec{q}/q=-(\vec{p}+\vec{\mathrm{R}})/q$, ce terme est en $\vec{j}(\vec{\mathrm{R}}\wedge\vec{p})/pq$, où le produit mixte $\vec{j}(\vec{\mathrm{R}}\wedge\vec{p})$ est le volume du parallélépipède construit sur ces trois vecteurs, affecté du signe $\pm$ suivant que le trièdre $(\vec{j},\vec{\mathrm{R}},\vec{p})$ est droit ou gauche. Il est maximum quand ce trièdre est trirectangle (*fig.* 1) :

$$\vec{j}.\vec{p}=\vec{p}.\vec{\mathrm{R}}=\vec{\mathrm{R}}.\vec{j}=0.$$

Alors, le terme d'asymétrie en $\vec{j}.\vec{p}$ disparaît et l'on a aussi $\vec{\nu}.\vec{j} = 0$:

$$(9)\quad \begin{cases} S = 3(|C_A|^2 + |C_T|^2) + |C_S|^2 + |C_V|^2, \\ D = -\dfrac{p}{q}(|C_T|^2 - |C_A|^2 + |C_V|^2 - |C_S|^2) + 2\dfrac{R}{q}\,\mathrm{Im}(C_T^* C_S - C_A^* C_V). \end{cases}$$

Quand on change le sens de la polarisation par renversement du champ magnétique appliqué, le deuxième terme de D dans (9) change de signe. En prenant les nombres de coïncidences C_{λ}, C_{Ψ}, correspondants entre les électrons et protons de recul :

$$(10)\quad \frac{C_{\lambda} - C_{\Psi}}{C_{\lambda} + C_{\Psi}} = \frac{2\left(\int dW\, p^2 q R\right) \mathrm{Im}(C_T^* C_S - C_A^* C_V)}{\left\{ \int dW \left\{ W p q^2 [3(|C_A|^2 + |C_T|^2) + |C_S|^2 + |C_V|^2] - p^3 q (|C_T|^2 - |C_A|^2 + |C_V|^2 - |C_S|^2) \right\} \right\}},$$

où $R = (q^2 - p^2)^{1/2}$, ce qui limite le spectre à l'énergie maxima de 237 keV, alors que $E_0 = 780$ keV. Ceci correspond cependant à 75 % environ des β émis, et approximativement à la valeur du rapport (10) :

$$0{,}97\, \mathrm{Im}(C_T^* C_S - C_A^* C_V) \{ 3 (|C_A|^2 + |C_T|^2) + |C_S|^2 + |C_V|^2 - 0{,}32 (|C_T|^2 - |C_A|^2 - |C_V|^2 - |C_S|^2) \}^{-1}.$$

En pratique, la direction OX est celle du pinceau de neutrons et l'on pourra compter les électrons en 1 et 2 symétriques par rapport à OX (*fig.* 1). Si les compteurs sont bien identiques, ceci permet d'ajouter les nombres de coïncidences relatives aux impulsions $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$ telles que $|\vec{p}_1| = |\vec{p}_2| = p$. Comme $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 2\vec{X} p \sin\Theta$ (*fig.* 1), $\vec{X}$ étant le vecteur unité de OX, les mêmes termes de S et D disparaissent et le rapport (10) est multiplié par $\sin\Theta$.

On pourra effectuer les mesures dans des angles solides assez grands autour de $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$, $\vec{R}$, mais qui limitent tout de même le nombre de coïncidences mesurées déjà petit (0,15 c/mn) dans ([14]), où les protons de recul sont comptés dans 2π stéradians environ. Avec une telle ouverture, l'effet dû au terme éventuel variant par T pourrait être encore observable (le dispositif expérimental définissant encore une orientation de l'espace), mais le rapport (10) serait fortement diminué, ce qui rend l'expérience délicate.

(*) Séance du 17 mars 1958.

([13]) J. D. JACKSON, S. B. TREIMAN et H. W. WYLD, *Phys. Rev.*, 106, 1957, p. 517.

([14]) M. T. BURGY, R. J. EPSTEIN, V. E. KROHN, T. B. NOVEY, S. RABOY, G. R. RINGO et V. L. TELEGDI, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 1731.

([15]) Communication à la Conférence de Stanford (décembre 1957) d'après Jancovici.

([16]) GOLDHABER, GRODZINS et SUNYAR, Prépublication.

([17]) R. P. FEYNMAN et M. GELL-MANN, *Phys. Rev.*, 109, 1958, p. 193.

([18]) L'expérience n'est évidemment pas réalisable pour d'autres noyaux que le neutron.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Influence des fluctuations de la perte spécifique d'énergie sur la granulation dans le domaine voisin du minimum d'ionisation.* Note (*) de M. **Max Morand**, Mlle **Marie-Cécile Le Gentil** et Mme **Simone Desprez-Rebaud**, présentée par M. Eugène Darmois.

Détermination théorique de la répartition des sensibilités des cristaux d'AgBr dans les émulsions nucléaires Kodak NT 4, en tenant compte des fluctuations de la perte spécifique d'énergie. Étude particulière du cas où I est voisin de I_0.

Supposons que l'émulsion soit constituée de cristaux sphériques, de même diamètre (2R) et répartis uniformément dans la gélatine. Nous admettrons, d'abord, qu'ils ont tous même sensibilité (1/Q, Q exprimé en eV/cristal). Un calcul analogue à celui fait par Berriman [1], nous donne le nombre N de cristaux, par unité de longueur (μ), rendus développables sous l'effet d'une particule ionisante qui a subi, sur ce trajet, la perte spécifique d'énergie I(eV/μ) :

$$(1) \qquad N = \frac{\pi n}{4}\left(4R^2 - \frac{Q^2}{I^2}\right), \qquad \text{avec } \frac{Q}{I} \leqq 2R,$$

où n est le nombre de cristaux par unité de volume.

L'expression (1) serait valable si I était constant pour une valeur donnée de la vitesse de la particule. En fait, I varie autour d'une valeur moyenne I_m. Landau [2] a étudié, dans le cas des particules rapides, la probabilité de distribution de I autour de la valeur moyenne. Elle est bien représentée par une distribution de Poisson. En tenant compte des fluctuations de I, nous obtenons, pour le nombre $\mathcal{N}$ de cristaux rendus développables :

$$(2) \qquad \mathcal{N} = \pi n R^2 \int_{\frac{Q}{2R}}^{\infty} \frac{e^{-I_m} I_m^I}{I!}\, dI - \frac{\pi n Q^2}{4} \int_{\frac{Q}{2R}}^{\infty} \frac{e^{-I_m} I_m^I}{I^2 I!}\, dI.$$

L'équation (2) nous permet d'étudier pour une valeur donnée de 2R, la variation de $\mathcal{N}$ en fonction de I_m et ceci, pour différentes valeurs de Q.

Pour pouvoir comparer nos résultats aux données expérimentales, nous avons pris la valeur $2R = 0{,}32\ \mu$, correspondant au diamètre moyen des cristaux mesurés dans les émulsions Kodak NT 4. Sachant qu'ils occupent approximativement 50 % du volume de l'émulsion, nous obtenons pour le nombre n de cristaux par unité de volume

$$n = \frac{\frac{1}{2}}{\frac{4}{3}\pi R^3} \cong 29 \text{ cristaux par micron}^3.$$

Dans le cas d'un proton, pour des valeurs de la perte spécifique d'énergie

allant du minimum d'ionisation ($I_0 = 0{,}553$ KeV/μ) à l'ionisation $I = 14$ keV/μ, nous avons calculé le nombre de cristaux rendus développables pour différentes valeurs de Q. Pour passer de la perte d'énergie par micron d'émulsion à la perte d'énergie par micron de bromure d'argent, nous avons admis que, dans les émulsions NT 4, la perte d'énergie dans le bromure d'argent est supérieure de 50 % à la perte moyenne d'énergie dans l'émulsion.

Une classe unique de cristaux ayant tous même diamètre et même sensibilité ne permet pas d'obtenir des résultats analogues à ceux trouvés expérimentalement ([3]). Nous avons donc associé des cristaux de même diamètre, mais ayant des sensibilités différentes. La courbe « densité de grains-perte d'énergie » peut être obtenue à partir de quatre classes de cristaux ayant des sensibilités correspondant à $Q = 144$, $Q = 672$, $Q = 1577$ et $Q = 4320$ eV/cristal et avec les proportions, 17, 47, 20 et 16 %.

Dans le domaine voisin de $I_0 (0{,}553 \leq I \leq 2$ keV/μ) seuls les cristaux appartenant aux deux premières classes sont rendus développables. Nous avons calculé les valeurs de N correspondantes, d'après l'équation (1). Les résultats sont indiqués dans le tableau :

	I.				
Nombre de grains par 100 μ	0,553.	0,5988.	0,7914.	1.	2.
Courbe expérimentale	22	25	35	42	86,5
$\mathfrak{N}$ (avec fluctuations)	22	24,79	37	39,96	88,43
N (sans fluctuations)	27,98	29,70	33,95	36,01	94,64

On voit que les valeurs calculées sans fluctuations ne correspondent pas aux valeurs trouvées expérimentalement. Dans ce domaine d'énergie, il est donc très important de tenir compte des fluctuations de la perte spécifique d'énergie.

(*) Séance du 24 mars 1958.

([1]) R. W. Berriman, Congrès de Paris, 1951, p. 326.

([2]) L. Landau, *J. Physics*, 8, 1944, p. 201.

([3]) R. Brown et al., *Nature*, 163, 1950, p. 47.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Attribution des bandes d'absorption du groupement méthyle dans la région de* 3000 cm^{-1}. Note (*) de Mlle **Marie-Louise Josien**, MM. **Nelson Fuson**, **Jean Deschamps** et Mlle **Marie-Thérèse Forel**, présentée par M. Paul Pascal.

Pour un groupement méthyle, la théorie prévoit dans la région de 3 000 cm^{-1}, selon que la molécule possède la symétrie C_{3v} ou C_s (C_{1h}), deux ou trois vibrations fondamentales ([1]) de valence ([2]). En fait, on trouve habituellement plus de bandes qu'il n'en est prévu ([3]), ([4]), ([5]), ([6]), ([7]), ([8]), ([9]) et il est manifeste qu'il y a un problème d'attribution ([9]).

Une étude récente, par spectroscopie infrarouge, de molécules CH_3X et CX_3COOCH_3, étude dont les détails seront publiés ailleurs, jointe à une nouvelle analyse des spectres des molécules aromatiques méthylées ([9]) suggère un ensemble d'attributions qui paraît cohérent.

	ν_{a_2}	ν_{a_1}	ν_s	$2\delta_a$	$2\delta_s$
CH_3CN	2 998		2 940	2 852	2 730
CH_3F	3 003		2 954	2 855	∼2 910
CH_3Cl	3 031		2 955	2 859	Non observé
CH_3Br (*)	3 046		2 958	2 840	2 583
CH_3I	3 049		2 956	2 841	2 472
CH_3COOCH_3	3 023	2 998	2 954	2 907	2 846
CF_3COOCH_3	3 042	3 013	2 959	2 913	2 860
CCl_3COOCH_3	3 037	3 014	2 959	2 902	2 848
CBr_3COOCH_3	3 034	3 008	2 954	2 890	2 845
$C_6H_5COOCH_3$	3 035	3 005	2 952	2 905	2 845

(Pour les molécules CH_3X, la première colonne porte l'en-tête ν_a.)

(*) Fox et Martin ([6]) ont fait la même attribution pour ce composé.

Cas des molécules CH_3X, ($X = F$, Cl, Br, I, CN). — Les spectres de ces molécules en phase vapeur ont déjà fait l'objet de nombreuses études et tous les auteurs ont été conduits aux mêmes attributions fondées sur la structure fine des bandes d'absorption ([10]). Par contre, les spectres de ces composés à l'état dissous n'ont fait l'objet d'aucun examen systématique. La comparaison des spectres permet d'attribuer sans ambiguïté les trois bandes observées à l'état dissous (tableau).

Le rapport entre l'intensité de la bande ν_a et celle de la bande ν_s décroît avec l'électronégativité tandis que le nombre d'onde de la bande ν_a croît.

Cas des molécules CX_3COOCH_3($X = H$, F, Cl, Br) *et* $C_6H_5COOCH_3$. — Notre attribution pour les cinq bandes observées dans la région de 3 000 cm^{-1} pour ces composés à l'état dissous est consignée dans le tableau. Cette attribution suppose la levée de dégénérescence de la vibration ν_a par rupture de la symétrie C_{3v} ([11]). Elle est basée en outre sur la comparaison avec les spectres des molécules CH_3X et l'examen des esters à l'état gazeux. Elle s'oppose à celle faite par Nolin et Jones ([5]) pour les esters mais est en accord avec la récente monographie de CH_3COOCH_3 de Wilmshurst ([7]).

Cas des molécules aromatiques méthylées. — La totalité du massif d'absorption se déplace, presque sans déformation vers les basses fréquences et la comparaison de ces spectres avec ceux des esters permet l'attribution suivante des cinq bandes observées :

	ν_{a_2}	ν_{a_1}	ν_s	$2\delta_a$	$2\delta_s$
Toluène et neuf toluènes para-disubstitués ([12])	2 979 ± 10	2 952 ± 5	2 925 ± 3	2 865 ± 6	2 736 ± 3
Les deux méthylnaphtalènes et les douze méthylbenzanthracènes ([9])	2 975 ± 5	2 945 ± 5	2 923 ± 5	2 866 ± 5	2 734 ± 5

Ces attributions, vérifiées par une étude du spectre du toluène $C_6H_5CD_3$ ([13]) sont en accord avec celles faites par Kohlrausch ([8]) pour les spectres Raman des toluènes parasubstitués, cependant nous ne pensons pas, comme lui qu'il y ait couplage entre ν_s et $2\delta_a$.

Conclusion. — L'ensemble des résultats obtenus pour les molécules CH_3X, CH_3COOCH_3 et Ar—CH_3 permet d'utiliser ces attributions pour interpréter les spectres de diverses molécules méthylées et incite à reconsidérer le problème de la résonance de Fermi, invoquée presque toujours pour expliquer la présence et l'intensité de l'harmonique de la vibration de déformation asymétrique $2\delta_a$,

(*) Séance du 24 mars 1958.

([1]) Nous noterons : ν_s, ν_a les vibrations de valence symétrique et asymétrique dégénérées; ν_{a1} et ν_{a2} les deux vibrations de valence asymétrique provenant de la levée de dégénérescence de ν_a; $2\delta_s$, $2\delta_a$ les harmoniques des vibrations de déformation symétrique et asymétrique dégénérées.

([2]) J. P. Mathieu, *Spectres de vibration et symétrie des molécules et des cristaux*, Hermann et Cie, Paris, 1945, p. 443.

([3]) La bibliographie jusqu'en 1954 est donnée par L. J. Bellamy, *The Infrared Spectra of Complex Molecules*, Methuen, Londres, 1954.

([4]) H. B. Henbest, G. D. Meakins, B. Nicholls et A. A. Wagland, *J. Chem. Soc.*, 1957, p. 1462.

([5]) B. Nolin et R. N. Jones, *Canad. J. Chem.*, 34, 1956, p. 1382, 1392.

([6]) J. J. Fox et A. E. Martin, *Proc. Roy. Soc. London*, A, 175, 1940, p. 208.

([7]) J. K. Wilmshurst, *J. Mol. Spec.*, 1, 1957, p. 201.

([8]) K. W. F. Kohlrausch, *Monatsh. Chem.*, 76, 1946, p. 231.

([9]) N. Fuson et M. L. Josien, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 3049.

([10]) G. Herzberg, *Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules*, D. Van Nostrand et Cie, New York, 1945, p. 315.

([11]) S. Mizushima, *Structure of Molecules and Internal Rotation*, Academic Press. Inc., New York, 1954.

([12]) C. Garrigou-Lagrange, *Thèse de 3e cycle*, Bordeaux, 1956.

([13]) R. Calas, M. L. Josien, N. Fuson, M. Paty, A. J. Valade et J. Valade, *Soc. Chim. France*, Section de Bordeaux, séance du 10 mars 1958.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le mécanisme de la formation des sels minéraux basiques insolubles du cuivre. Variation du* pH. Note (*) de Mlle **Marianne Lemoinne** et M. **Jean Gauthier**, présentée par M. Paul Pascal.

L'action des sels solubles neutres de cuivre sur l'hydroxyde de ce métal conduit à des sels basiques insolubles, de couleur vert jaunâtre, généralement du type $Cu(NO_3)_2$, $3\,Cu(OH)_2$. On a étudié la variation du pH au cours de la réaction.

Dans une Publication précédente, l'un de nous ([1]) a montré que les sels minéraux solubles de cuivre agissent plus ou moins rapidement sur les suspensions d'hydroxyde de ce métal, pour donner des sels basiques

qui sont généralement du type $Cu(NO_3)_2$, $3\,Cu(OH)_2$. En quelques minutes, les solutions de chlorure, de sulfate et de nitrate cuivriques sont pratiquement privées d'ions Cu^{2+}, par action de l'hydroxyde pris dans la proportion de 110 % de la quantité stœchiométrique. Le chlorate agit moins vite. *Le perchlorate semble, au contraire, faire passer en solution une faible partie du cuivre de l'hydroxyde.*

Les sels organiques (acétate, propionate, monochloro- et monobromoacétate) conduisent à une solubilisation importante du cuivre, alors que le formiate et le trichloroacétate paraissent se comporter comme les sels minéraux.

Les expériences précitées nécessitent un contact plus ou moins long de la solution avec l'hydroxyde; lorsque la réaction est rapide, la durée de filtration peut atteindre une fraction importante du temps de contact total. La réaction est difficile à suivre dans son évolution; on ne déterminait qu'un effet global et l'on ne pouvait obtenir de renseignements détaillés. Avec le chlorure, en particulier, toute filtration a été impossible par suite de la finesse des grains du sel basique formé.

On a pensé, au contraire, à suivre la réaction tout au long de son déroulement par mesure (ou mieux par enregistrement) du potentiel d'une électrode convenable, plongeant dans la solution du sel de cuivre, agitée pour maintenir en suspension l'hydroxyde.

Tous les essais ont été faits avec de l'hydroxyde sec, vieux d'un an, et avec des suspensions d'hydroxyde frais, préparés tous deux suivant la technique de Weiser, Milligan et Cook ([2]).

On a essayé, en premier lieu, d'enregistrer le pH en fonction du temps, avec des électrodes de molybdène et de tungstène. Ces électrodes fonctionnent, en principe, comme indicatrices d'ions H^+, de la même façon que les électrodes à antimoine, et prennent un potentiel qui est une fonction linéaire du pH, au moins dans la zone centrale de l'échelle, la seule qui nous intéressait ([3]), ([4]). Elles ont été étudiées dans diverses solutions étalons de pH, conseillées par le National Bureau of Standards ([5]) et la linéarité prévue a été à peu près vérifiée. Cependant, elles ne semblent pas se mettre très rapidement en équilibre de potentiel avec la solution.

On déterminait au préalable le pH de la suspension d'hydroxyde frais et d'un mélange bien agité de produit sec et d'eau, ce qui a donné en moyenne respectivement 8,0 et 6,6.

Au cours des expériences, le potentiel de ces électrodes passait très rapidement par un *minimum* assez prononcé, puis variait ensuite lentement. La solution semblait donc devenir légèrement moins acide, puis *un peu plus acide* qu'au départ. En réalité, les électrodes se recouvraient de cuivre et fonctionnaient comme indicatrices d'ions Cu^{2+} suivant une remarque déjà faite par P. Deschamps ([6]).

La mesure est impossible avec les électrodes d'antimoine qui se recouvrent aussitôt de cuivre, et avec les électrodes à hydrogène qui réduisent catalytiquement les sels solubles de cuivre.

La mesure à l'électrode de verre donne une augmentation brusque, en 15 s au maximum, de 0,3 à 0,6 unité pH, respectivement pour l'hydroxyde vieux et sec, et pour le produit frais. Cela peut s'expliquer en partie par le pH de la suspension et par l'effet de la dilution, mais il faut aussi admettre une action instantanée de l'hydroxyde, neutralisant une partie des ions H^+ du milieu (sels d'acides forts et de base faible).

On constate ensuite une variation régulière atteignant au total 0,7 et 2,0 unités pH, variation dont la vitesse décroît dans l'ordre

chlorure > sulfate > nitrate > chlorate > perchlorate.

La figure 1 donne une représentation schématique du phénomène, la courbe A représentant les mesures obtenues avec l'hydroxyde frais, et la courbe B celles obtenues avec le produit vieux et sec.

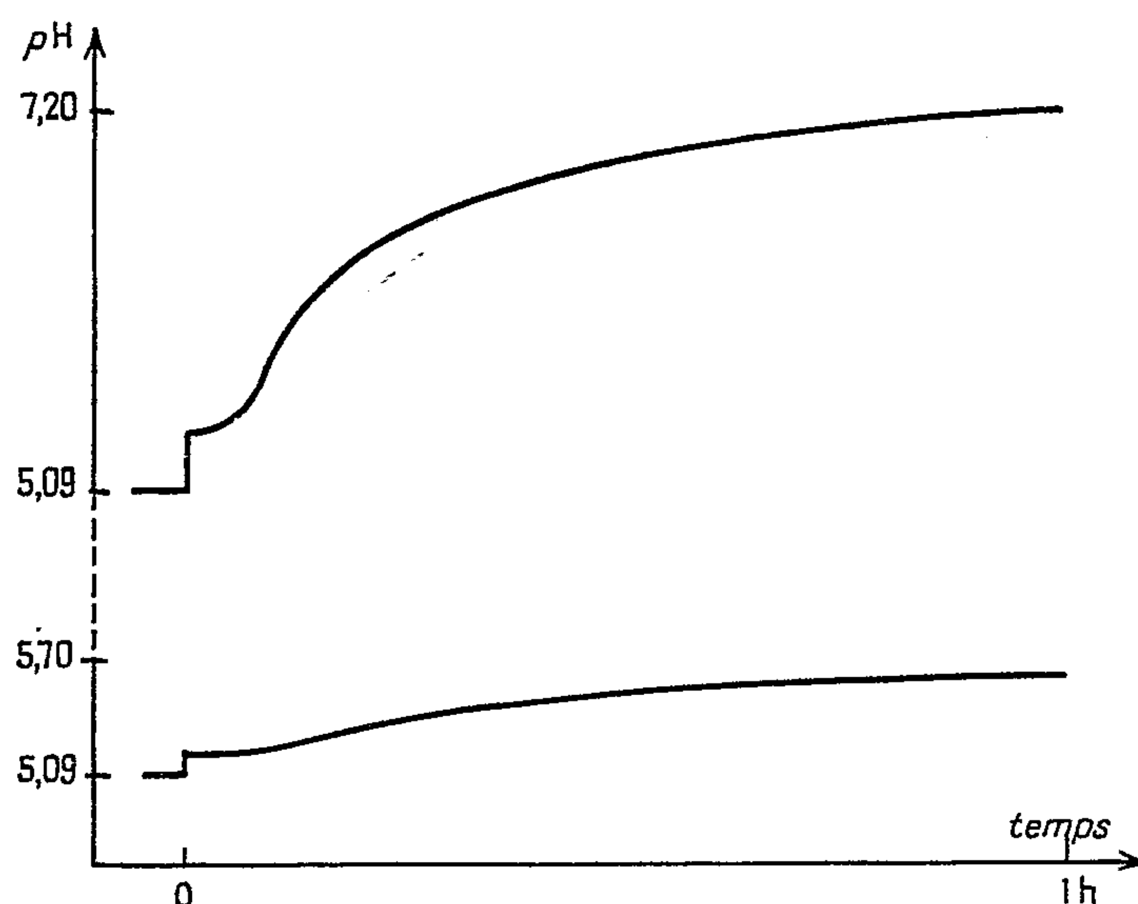


Fig. 1. — Cas du sulfate de cuivre.

Le tableau suivant donne les pH de départ, les pH après addition de l'hydroxyde et après 1 h de contact.

Anions.	Cl^-.	SO_4^{--}.	NO_3^-.	ClO_3^-.	ClO_4^-.	Remarques.
pH de départ	4,8	5,08	5,09	5,28	5,40	Hydroxyde frais
pH après addition de l'hydroxyde	5,65	5,39	5,64	5,82	5,80	
pH après 1 h de contact	7,2	7,2	6,28	6,18	6,22	
pH de départ	4,8	5,09	5,08	5,28	5,40	Hydroxyde vieux et sec
pH après addition de l'hydroxyde	5,2	5,4	5,46	5,60	5,60	
pH après 1 h de contact	5,5	5,7	5,88	5,92	5,69	

Les courbes présentent parfois, après la variation brusque du début, un court palier, indiquant une période de démarrage de la réaction elle-même.

Le pH final correspond presque toujours à des solutions à très faible acidité résiduelle, mais on doit signaler qu'on n'a pas cherché à éliminer systématiquement le gaz carbonique.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) J. GAUTHIER, *Bull. Soc. chim.*, 1956, p. 661.

(2) WEISER, MILLIGAN et COOK, *J. Amer. Chem. Soc.*, 64, 1942, p. 503.

(3) I. M. ISSA et P. KHALIFA, *Anal. Chim. Acta*, 10, 1954, p. 567.

(4) BRINTZINGER et ROST, *Z. analyt. Chem.*, 120, 1940, p. 161.

(5) *J. Res. Nat. Bureau of Standards*, 32, 1944, p. 215; 34, 1945, p. 373; 35, 1945, p. 381 et 539; 36, 1946, p. 47 et 543; 39, 1947, p. 411; 47, 1951, p. 433; 51, 1953, p. 189; 56, 1956, p. 305.

(6) P. DESCHAMPS, *Thèse*, Paris, 1948.

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude structurale des gallates de manganèse, de fer et de cobalt.* Note (*) de MM. **MAURICE LENSEN** et **ANDRÉ MICHEL**, présentée par M. Georges Chaudron.

Parmi les gallates des métaux divalents, seuls ont été préparés jusqu'à présent les gallates de nickel (1), de magnésium (2), de cadmium et de zinc. Ils appartiennent au type spinelle; le gallate de magnésium seul étudié du point de vue répartition cationique est du type désordonné (2). Nous avons voulu apporter une contribution à l'étude structurale de ces composés. Pour obtenir les gallates de Mn, de Fe et de Co, nous avons porté à haute température (1100°C) des mélanges d'oxydes pris en proportions convenables. Deux recuits de quatre jours, séparés par un broyage d'homogénéisation sont nécessaires pour obtenir une combinaison complète. Les gallates obtenus, non ferromagnétiques à la température d'ébullition de l'azote liquide, furent examinés aux rayons X. Ils appartiennent tous au système cubique à faces centrées (type spinelle) et ont pour paramètre :

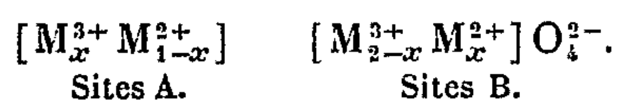
$$Ga_2O_3\,MnO : \; 8{,}435\ \text{Å} \pm 0{,}0005,$$
$$Ga_2O_3\,FeO : \; 8{,}363\ \text{Å} \pm 0{,}0005,$$
$$Ga_2O_3\,CoO : \; 8{,}307\ \text{Å} \pm 0{,}0005.$$

Comme d'après les travaux de Verwey et Heilmann (3), les ions Ga^{3+} auraient une préférence pour les sites A tétraédriques, il nous a paru intéressant de déterminer la répartition des cations dans les sites A et B : nous avons employé dans ce cas la méthode de Bertaut (4) et comparé les intensités des

raies correspondantes aux plans (400) et (220). Les résultats théoriques et expérimentaux sont groupés dans le tableau suivant :

	I400/I220 calculé pour			
	$x = 0.$	$x = 0,66.$	$x = 1.$	I400/I220 expérimental.
Ga_2O_3MnO	2,64	1,65	1,32	2,30
Ga_2O_3FeO	2,45	1,62	1,31	1,28
Ga_2O_3CoO	2,80	1,76	1,36	1,55

x est la fraction des ions Ga^{3+} dans les sites A, la formule générale d'un spinelle s'écrivant

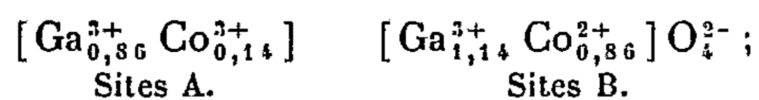


$$\underset{\text{Sites A.}}{[M_x^{3+}M_{1-x}^{2+}]} \quad \underset{\text{Sites B.}}{[M_{2-x}^{3+}M_x^{2+}]}O_4^{2-}.$$

La comparaison entre résultats expérimentaux et théoriques permet de tirer les conclusions suivantes :

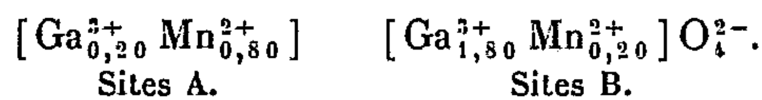
Ga_2O_3FeO appartient au type inverse;

Ga_2O_3CoO est proche du type inverse : sa formule calculée à partir de la courbe I400/I220 $= f(x)$ serait



$$\underset{\text{Sites A.}}{[Ga_{0,86}^{3+}Co_{0,14}^{2+}]} \quad \underset{\text{Sites B.}}{[Ga_{1,14}^{3+}Co_{0,86}^{2+}]}O_4^{2-};$$

Ga_2O_3MnO est proche du type direct; sa formule serait :



$$\underset{\text{Sites A.}}{[Ga_{0,20}^{3+}Mn_{0,80}^{2+}]} \quad \underset{\text{Sites B.}}{[Ga_{1,80}^{3+}Mn_{0,20}^{2+}]}O_4^{2-}.$$

La théorie de Verwey et Heilmann se trouve justifiée pour les gallates de fer et de cobalt; par contre la structure directe du gallate de manganèse est en contradiction avec cette hypothèse. Les ions Mn^{2+} semblent montrer des propriétés particulières.

Ces gallates, de même que les vanadites ([5]) donnent avec les ferrites correspondants des solutions solides totales. L'étude des spinelles mixtes obtenus et l'extrapolation des résultats concernant la répartition des cations dans les sites A et B permettent de confirmer la validité des formules proposées pour les gallates.

(*) Séance du 24 mars 1958.

([1]) GREENWALD, PICKART et GRANNIS, *J. Chem. Phys.*, 22, 9, 1954, p. 1600.

([2]) BARTH et POSNJAK, *Z. Krist.*, 82, 1932, p. 348.

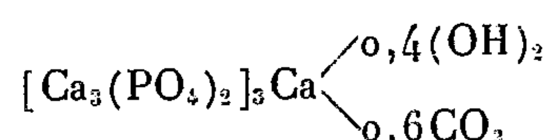
([3]) VERWEY et HEILMANN, *J. chem. Phys.*, 15, 1947, p. 174.

([4]) BERTAUT, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 213.

([5]) LENSEN et MICHEL, *XVIe Congrès international de Chimie pure et appliquée*, Paris, juillet 1957 (sous presse).

CHIMIE MINÉRALE. — *Synthèse et propriétés de l'apatite strontique carbonatée.* Note (*) de MM. Ali-Naghi Akhavan-Niaki, Gérard Montel et Robert Wallaeys, présentée par M. Georges Chaudron.

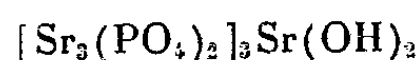
L'étude de la réaction entre le gaz carbonique et l'hydroxyapatite calcique avait conduit l'un de nous à préparer une apatite calcique carbonatée ([1]). Le composé ainsi obtenu ne contenait au maximum que 60 % de la teneur théorique en gaz carbonique. On peut le représenter par la formule



$$[Ca_3(PO_4)_2]_3Ca\begin{cases}0{,}4(OH)_2\\0{,}6CO_3\end{cases}$$

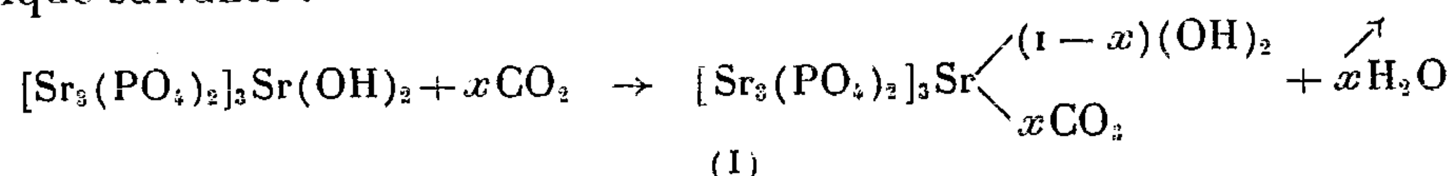
Mais nous avons montré dans une Note précédente ([2]) que le remplacement du calcium par le strontium dans le réseau de l'hydroxyapatite produisait une augmentation sensible des dimensions de sa maille élémentaire. Nous avons recherché si cette expansion pouvait être favorable à une carbonatation plus poussée des apatites.

Nous avons soumis pour cela l'hydroxyapatite strontique



$$[Sr_3(PO_4)_2]_3Sr(OH)_2$$

à l'action du gaz carbonique sec, sous la pression atmosphérique, à une température de 950°C. On voit sur la figure 1 (courbe 1) la courbe de thermopesée obtenue au cours de ce chauffage isotherme. Cette courbe traduit une augmentation de poids de l'apatite, qui peut être interprétée à l'aide de l'équation chimique suivante :



$$[Sr_3(PO_4)_2]_3Sr(OH)_2 + xCO_2 \rightarrow [Sr_3(PO_4)_2]_3Sr\begin{cases}(1-x)(OH)_2\\xCO_3\end{cases} + xH_2O\nearrow \qquad (I)$$

Dans nos essais x a atteint une valeur maximum de 0,9 très supérieure à la valeur $x = 0{,}6$ obtenue avec les apatites calciques.

Nous avons vérifié l'exactitude de l'équation (I) en absorbant la vapeur d'eau dégagée au cours de la réaction sur du perchlorate de magnésium; la quantité d'eau ainsi déterminée correspond exactement au gain de poids de l'apatite dû à l'absorption du gaz carbonique suivant l'équation (I).

La substitution des ions OH^- de l'hydroxyapatite strontique par des ions CO_3^{--} provoque une modification importante des dimensions de la maille. Cette modification est bien mise en évidence par les diagrammes de diffraction des rayons X qu'on voit sur la figure 2 (clichés I et II).

La détermination des paramètres cristallographiques de l'apatite contenant 0,9 mole de CO_2 nous a conduits aux valeurs suivantes :

$$a = 9{,}86_7\ \text{kX} \quad \text{et} \quad c = 7{,}23_0\ \text{kX}.$$

On assiste à une augmentation du paramètre a et à une diminution du paramètre c de l'hydroxyapatite strontique au cours de la fixation du gaz carbonique (les paramètres de cette apatite sont en effet $a = 9,74_3$ kX et $c = 7,26_2$ kX) (²).

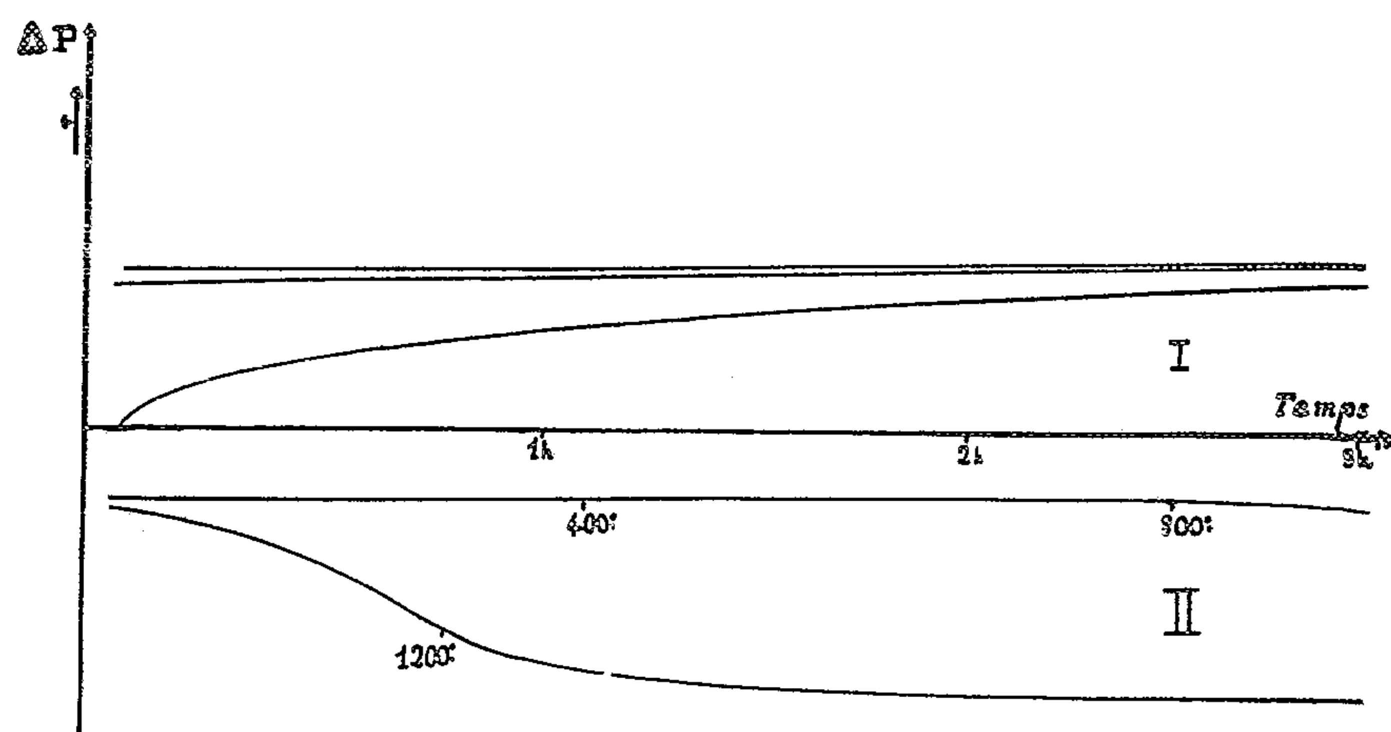


Fig. 1. — Courbes de thermopesée obtenues au cours de la synthèse et de la décomposition de l'apatite strontique carbonatée.

Courbe I : Fixation isotherme du CO_2 à 950°C.

Courbe II : Décomposition de l'apatite carbonatée en température croissante.

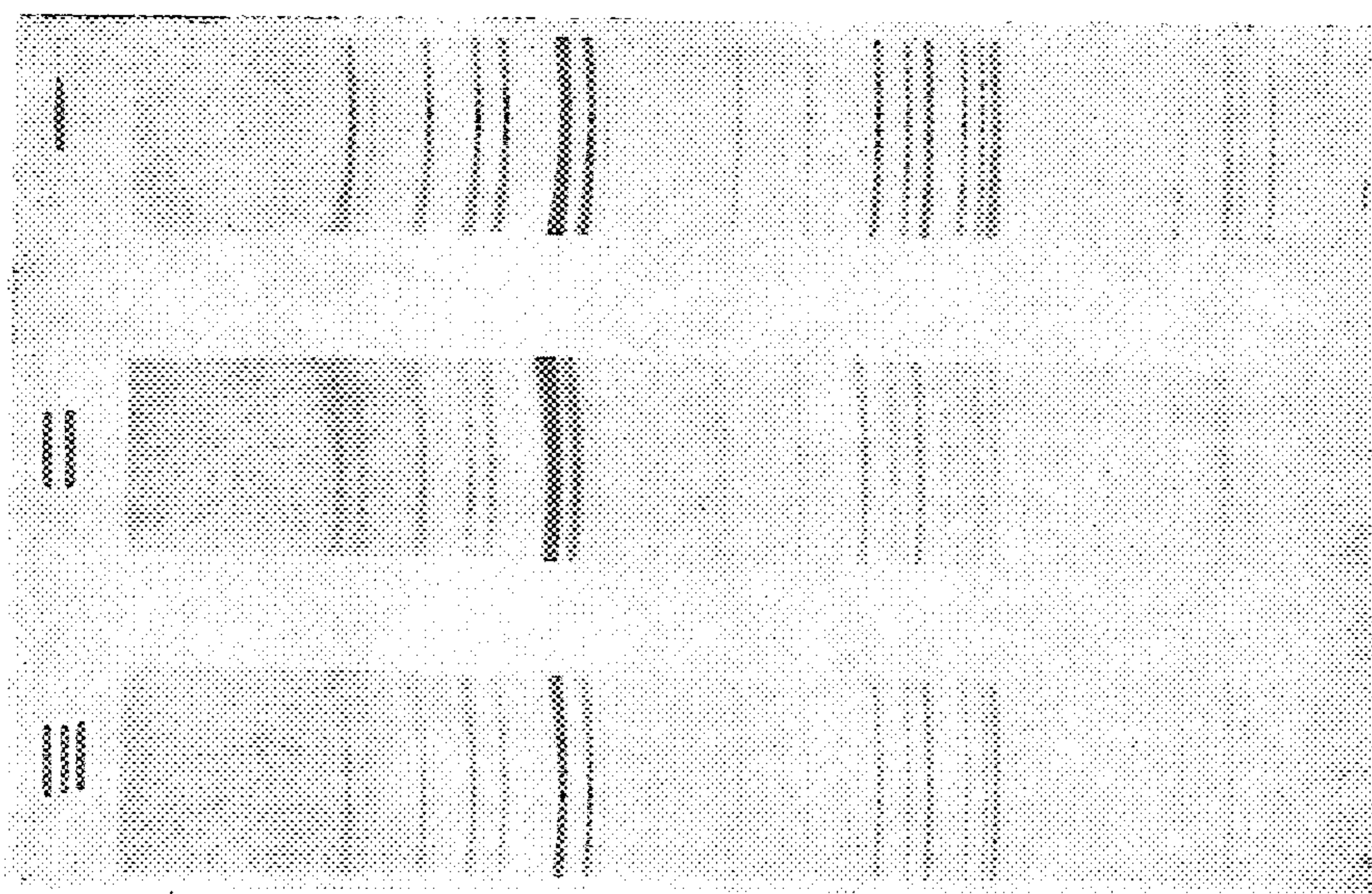


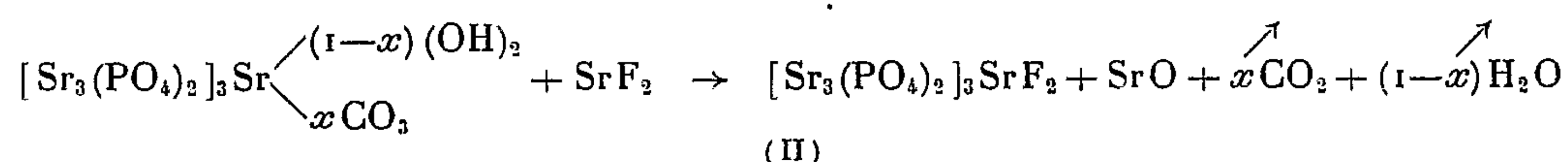
Fig. 2. — Diagrammes de diffraction des rayons X.

I. Hydroxyapatite strontique.
II. Apatite strontique carbonatée.
III. Fluorapatite strontique.

L'apatite strontique carbonatée se décompose lorsqu'on la chauffe au-dessus de 900° C dans une atmosphère privée de gaz carbonique. La courbe corres-

pondant à ce phénomène est représentée sur la figure 1 (courbe II). Mais si l'on a pris soin d'effectuer cette décomposition en atmosphère sèche, on obtient un produit qui absorbe fortement la vapeur d'eau dès la température ordinaire. Après réhydratation complète de ce produit, on obtient de l'hydroxyapatite, contenant une petite quantité de phosphate tristrontique anhydre.

Enfin si l'on traite l'apatite carbonatée à 1100° C par du fluorure de strontium, on observe une réaction de substitution représentée par l'équation (II).



$$[Sr_3(PO_4)_2]_3Sr\begin{cases}(1-x)(OH)_2\\ xCO_3\end{cases} + SrF_2 \rightarrow [Sr_3(PO_4)_2]_3SrF_2 + SrO + xCO_2\nearrow + (1-x)H_2O\nearrow \quad (II)$$

La fluorapatite ainsi obtenue a été caractérisée par la mesure de ses paramètres cristallographiques [3] (figure 2, cliché III).

En conclusion, nous avons vérifié quantitativement que l'action du gaz carbonique sur l'hydroxyapatite strontique correspondait bien à une substitution des ions OH^- par des ions CO_3^-. La proportion d'ions OH^- ainsi remplacée croît notablement quand on passe de l'hydroxyapatite calcique à l'apatite strontique correspondante.

(*) Séance du 24 mars 1958.

[1] R. WALLAEYS, *C. R. du colloque de l'Union Internationale de Chimie pure et appliquée*, Munster, septembre 1954, p. 183.

[2] A. N. AKHAVAN-NIAKI et R. WALLAEYS, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1050.

[3] A. N. AKHAVAN-NIAKI et R. WALLAEYS, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1556.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Esters phosphoriques du 2-chloroéthanol. Phénylalcoylphosphates de 2-chloroéthyle.* Note (*) de MM. **JACQUES NAVECH** et **FERDINAND MATHIS**, transmise par M. Max Mousseron.

Le dichlorure de phénylphosphoryle donne avec les alcools aliphatiques des chlorures d'alcoylphénylphosphoryle et ceux-ci réagissent sur la chlorhydrine du glycol pour former les esters phosphoriques mixtes d'alcoyle, de phényle et de chloroéthyle.

MM. P. Chabrier, R. Hazard, J. Cheymol et Mme A. Carayon-Gentil [1], [2] ont préparé des esters phosphoriques neutres du 2-chloroéthanol, en particulier l'ester 2-chloroéthyldiphénylphosphorique



$$(C_6H_5O)_2PO-OCH_2-CH_2-Cl$$

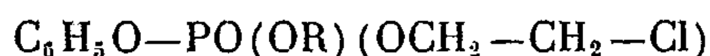
et l'ester di-(2-chloroéthyl)-phénylphosphorique



$$C_6H_5O-PO(OCH_2-CH_2-Cl)_2$$

puis les ont utilisés pour préparer des esters phénylphosphoriques d'éthanolamines substituées.

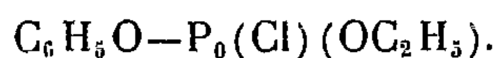
Nous avons entrepris un travail analogue, avec l'intention d'obtenir des combinaisons du type



$$C_6H_5O-PO(OR)(OCH_2-CH_2-Cl)$$

Nous avons vainement essayé de préparer le chlorure de phényl-chloroéthylphosphoryle par action du dichlorure de phénylphosphoryle ([3]) sur la chlorhydrine du glycol. La réaction semble se faire mais des décompositions se produisent manifestement au cours de la distillation.

Une autre voie nous était offerte par les *chlorures* de *phénylalcoylphosphoryle*, tels que le chlorure de Morel ([4])



$$C_6H_5O-P_0(Cl)(OC_2H_5).$$

Chlorure d'éthylphénylphosphoryle (chlorophosphonate d'éthyle et de phényle). — Morel avait préparé le chlorure d'éthylphénylphosphoryle par action de 1 mol d'alcool éthylique sur 1 mol de dichlorure de phénylphosphoryle mais il n'avait pu purifier le produit par distillation dans le vide de la trompe à eau; ce composé se décompose, en effet, vers 150°. Nous avons repris sa préparation. Après élimination de l'acide chlorhydrique, d'abord par un courant de gaz carbonique, puis dans le vide de la trompe à eau, le mélange réactionnel est distillé dans le vide de la trompe à vapeur de mercure. Le chlorure de Morel passe à 94-95° sous 0,1 mm Hg environ.

Analyse : $C_8H_{10}O_3PCl$, calculé %, Cl 16,10; P 14,06; trouvé % Cl 16,60; P 14,38.

Nous avons de la même manière préparé les composés suivants :

Chlorure de méthylphénylphosphoryle (É 90-91° sous 0,1 mm Hg environ).

Analyse : $C_7H_8O_3PCl$, calculé % Cl 17,19; P 15,01; trouvé % Cl 17,88; P 15,54.

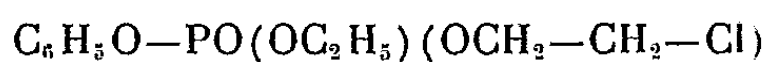
Chlorure de propylphénylphosphoryle (É 105-108° sous 0,1 mm Hg environ).

Analyse : $C_9H_{12}O_3PCl$, calculé %, Cl 15,13; P 13,26; trouvé %, Cl 15,41; P 13,55.

Chlorure de n-butylphénylphosphoryle (É 120-122° sous 0,1 mm Hg environ).

Analyse : $C_{10}H_{14}O_3PCl$, calculé %, Cl 14,28; P 12,51; trouvé %, Cl 14,31; P 12,42.

Phosphate de phényle, d'éthyle et de chloroéthyle. — Le chlorure de Morel réagit avec la plus grande facilité, à la température ordinaire, sur la chlorhydrine du glycol en présence de pyridine. Après filtration du précipité de chlorhydrate de pyridine, le mélange est soumis à une distillation fractionnée. Le phosphate de phényle, d'éthyle et de chloroéthyle



$$C_6H_5O-PO(OC_2H_5)(OCH_2-CH_2-Cl)$$

passe à 123-125° sous 0,1 mm Hg environ.

Analyse : $C_{10}H_{14}O_4PCl$, calculé %, Cl 13,79; P 11,72; trouvé %, Cl 13,60; P 11,50.

Nous avons préparé de la même manière les composés suivants :

Phosphates de phényle, de méthyle et de chloroéthyle (É 120-121° sous 0,1 mm Hg environ).

Analyse : $C_9H_{12}O_4PCl$, calculé %, Cl 14,17; P 12,37; trouvé %, Cl 14,31; P 12,55.

Phosphate de phényle, de propyle et de chloroéthyle (É. 128-130° sous 0,1 mm Hg environ.)

Analyse $C_{11}H_{16}O_4PCl$ calculé %, Cl 12,74; P 11,13; trouvé %, Cl 12,69; P 11,08.

Phosphate de phényle, de n-butyle et de chloroéthyle (É. 133-135° sous 0,1 mm Hg environ).

Analyse : $C_{12}H_{18}O_4PCl$ calculé %, Cl 12,14; P 10,59; trouvé %, Cl 11,93; P 10,54.

Ces esters phosphoriques réagissent sur les amines tertiaires. Nous avons commencé l'étude des produits formés.

(*) Séance du 17 mars 1958.

(1) R. HAZARD, J. CHEYMOL, P. CHABRIER et A. CARAYON-GENTIL, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 2180.

(2) P. CHABRIER et A. CARAYON-GENTIL, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1957, p. 639-643.

(3) G. JACOBSEN, *Ber.*, 8, 1875, p. 1519-1523.

(4) A. MOREL, *Bull. Soc. Chim. Paris*, [3], **21**, 1899, p. 491-497.

(*C. N. R. S., Faculté des Sciences de Toulouse.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Analyse polarographique, phénomènes d'orientation et détermination de structures chez les composés hétérocycliques.* Note (*) de MM. **JEAN TIROUFLET** et **PIERRE FOURNARI**, présentée par M. Marcel Delépine.

La polarographie est un procédé de choix pour l'analyse sélective des isomères nitrés hétérocycliques. Analyse des mélanges obtenus dans la nitration des composés α-thiophéniques. Extension à la série du pyrrole : préparation et identification des deux nitroformyl-2 pyrroles.

(I)



Les composés du type (I) [A = S ou NH; X = CHO, $COCH_3$, CN, CO_2H, CO_2R, $CH(OCOCH_3)_2$] peuvent être facilement dosés par polarographie en utilisant la vague à 4F du groupe NO_2. De plus les potentiels de demi-onde des dérivés 4 et 5 diffèrent entre eux par deux incréments : incrément de

position de NO_2 sur le cycle et incrément de position de NO_2 par rapport à X [1], [5]. L'incrément global est de l'ordre de 0,12 à 0,25 V et permet un dosage sélectif des deux isomères.

Nous avons utilisé cette propriété pour résoudre les problèmes d'orientation dans la nitration des composés α-thiophéniques et α-pyrroliques. A notre connaissance aucune autre méthode analytique ne permet de surmonter les difficultés rencontrées dans ce domaine.

Série du thiophène. — La nitration des dérivés α-thiophéniques (X = CN, CO_2H, $COCH_3$) a été conduite entre —5 et —10° dans l'anhydride acétique. Après hydrolyse on polarographie le brut de la réaction. Les résultats obtenus dans plusieurs opérations successives sont reproductibles avec une approximation suffisante (2 à 4 %). Pour la nitration de l'acide thiophénique l'analyse polarographique permet également de déceler le nitrothiophène obtenu par décarboxylation partielle de l'acide.

Le cas de l'aldéhyde α-thiophénique est particulièrement intéressant. La nitration en présence d'anhydride acétique a lieu sous l'effet électronique du groupe diacétate et l'on obtient surtout l'isomère 5 [2]. La nitration directe de l'aldéhyde par NO_3H ne donne des rendements acceptables qu'en dessous de — 10°. On obtient alors 75 % d'isomère 4. Le principe de la séparation des isomères est donné dans une précédente Note [2]. Les points de fusion que nous avions indiqués pour l'aldéhyde 4 (F 56°) et ses dérivés étaient nettement différents de ceux signalés par Foye et ses collaborateurs [3] (F 35-37° pour l'aldéhyde). Le produit isolé par ces auteurs correspond à l'eutectique des dérivés 4 et 5. Seule l'analyse polarographique peut d'ailleurs permettre un contrôle absolu de la pureté des deux isomères.

Le tableau ci-dessous donne les pourcentages de l'isomère 4 dans les différents cas :

X	CHO.	$COCH_3$.	CN.	CO_2H [a].	$CH(OCOCH_3)_2$.	NO_2.
% isomère 4	75	52	43	31	14	[b]

[a] Pour l'acide on obtient : acide nitro-5 thiophénoïque-2, 61 % ; acide nitro-4 thiophénoïque-2, 31 % ; nitro-2 thiophène, 8 %.

[b] La complexité du polarogramme obtenu pour le brut de la nitration du nitro-2 thiophène ne permet pas de définir le pourcentage avec suffisamment de précision. Le pourcentage du dérivé 4 (de l'ordre de 80 %) est toutefois nettement supérieur à celui signalé par Hartough. Ce résultat est confirmé par une publication récente [4].

Ces résultats montrent que l'orientation privilégiée en 5, imposée normalement par le soufre, est fortement contrariée par les substituants (— I, — M). Le pourcentage de l'isomère 4 est d'autant plus élevé que le σ_X de Hammett correspondant est plus grand.

Au cours de ces recherches nous avons préparé quelques dérivés du nitro-4 thiophènealdéhyde-2 : par condensation sur l'éthanal on obtient le β-(nitro-4

thiényl-2)-acroléine ($C_7H_5O_3NS$) F 154° [semicarbazone ($C_8H_8O_3N_4S$) F 250-255°].

Nitration de l'aldéhyde α-pyrrolique. — La nitration de cet aldéhyde par NO_3H dans l'acide acétique à —10° donne de mauvais rendements. Pour obtenir des rendements acceptables, il faut opérer à très basse température. L'aldéhyde est dissous dans l'anhydride acétique et l'ensemble refroidi à —40°. A ce mélange on ajoute goutte à goutte une solution de NO_3H dans l'anhydride acétique préalablement refroidie à —25° dans une ampoule à brome traversant le fond d'un Dewar. L'addition est réglée de façon à maintenir la température vers —30°. Le produit brut obtenu après hydrolyse est un mélange des aldéhydes nitrés isomères : F 182° (38 %) et F 142° (62 %). Par cristallisations répétées dans le mélange eau-éthanol, on isole F 182°. Les résidus de cristallisation sont ensuite chromatographiés sur alumine avec élution à l'éther. Les fractions de tête contiennent l'isomère F 142° pratiquement pur. Les dernières fractions sont un mélange où domine l'isomère F 182°.

L'enrichissement est suivi à tous les stades par analyse polarographique. Les polarogrammes obtenus sur les deux isomères purifiés donnent : (pH 3,10) F 182°, 0,23 V; F 142°, 0,53 V; (pH 7,91) F 182°, 0,45 V; F 142°, 0,66 V.

Par analogie avec les résultats obtenus pour les deux aldéhydes nitrés isomères de la série du thiophène ([5]) F 182° correspond à l'isomère nitré en 5 et F 142° à l'isomère 4.

Le nitro-5 formyl-2 pyrrole ($C_5H_4O_3N_2$) F 182° [oxime ($C_5H_5O_3N_3$) jaune, F 186°; thiosemicarbazone ($C_6H_7O_2N_5S$) orangé, $F_{déc} > 200°$] donne par oxydation permanganique l'acide nitro-5 pyrrolcarboxylique-2.

De même le nitro-4 formyl-2 pyrrole ($C_5H_4O_3N_2$) F 142° [oxime ($C_5H_5O_3N_3$) jaune, F 226-230°; thiosemicarbazone ($C_6H_7O_2N_5S$) jaune orangé, $F_{déc} > 260°$] conduit à l'acide nitro-4 pyrrolcarboxylique-2.

La possibilité de ces deux transformations confirme la structure proposée ci-dessus en utilisant les données polarographiques.

(*) Séance du 24 mars 1958.

([1]) J. Tirouflet, P. Fournari et J. P. Chane, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1799.

([2]) J. Tirouflet et P. Fournari, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 61; G. Combes, *Bull. Soc. Chim.*, 1952, p. 701.

([3]) W. O. Foye, J. J. Hefferren et E. G. Feldmann, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 1378 et communication privée.

([4]) A. H. Blatt, S. Bach et L. W. Kresch, *J. org. Chem.*, 22, 1957, p. 1693.

([5]) J. Tirouflet et J. P. Chane, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 500.

(*Laboratoire de Chimie générale, Faculté des Sciences de Dijon.*)

MINÉRALOGIE. — *Recherches sur l'altération expérimentale du granite par épuisement continu à l'eau.* Note (*) de Mme **Agnès Oberlin**, MM. **Stéphane Henin** et **Georges Pedro**, transmise par M. Charles Mauguin.

L'épuisement continu du granite à l'eau produit une quantité importante de particules < 2 μ. L'étude minéralogique de ces éléments montre une microdivision des feldspaths et des micas en monocristaux et leur altération chimique aboutissant à des constituants amorphes.

Dans le cadre général d'une étude sur les processus d'altération des roches éruptives, nous avons envisagé de soumettre du granite à biotite à un épuisement continu dans un extracteur Soxhlet. A cet effet, 400 g de la roche, répartis en fragments d'environ 10 g ont été placés dans l'extracteur sans cartouche filtrante. Le liquide d'épuisement (température moyenne 70°) pourrait de la sorte, lors de son retour dans le ballon, entraîner des éléments fins. Le pH de l'eau qui était d'environ 5 au départ s'est élevé rapidement à 8,8, puis s'est maintenu dans le ballon autour de cette valeur. L'expérience a duré 2 mois.

Pendant cette période, malgré le passage de 350 l d'eau, l'aspect des fragments de granite a été peu modifié. Quelques paillettes de biotite se sont cependant auréolées d'une couleur rouille traduisant une diffusion du fer dans les minéraux voisins.

Par contre, l'eau du ballon, initialement limpide, est devenue progressivement opaque et d'une teinte laiteuse, s'étant chargée d'une quantité considérable d'une matière blanche extrêmement fine. Dans le même temps, une mince croûte de produits bruns se déposait en anneau contre la paroi du ballon au voisinage du fond.

L'ensemble de tous ces produits de décomposition, qui représente 0,54 % en poids du granite initial, a fait l'objet d'une étude granulométrique. Les résultats obtenus sont reproduits dans le tableau suivant :

Diamètre des particules.	Contenu du ballon (mg).	Croûte (mg).	Total (mg).	Proportions % du produit d'altération.
< 2 μ	1 532	251	1 783	82
2 μ - 20 μ	41	232	273	13
20 μ - 2 mm	109	12	121	5

Ainsi, l'extraction continue à l'eau provoque une altération notable du granite et entraîne la formation d'une grande quantité de particules < 2 μ représentant 82 % du total. Ce résultat est d'autant plus intéressant que tous les procédés expérimentaux déjà envisagés ([1]) avaient surtout provoqué la formation d'éléments sableux.

Le contenu du ballon a été étudié tout d'abord aux rayons X. Les

diagrammes obtenus montrent de larges halos traduisant essentiellement la présence d'éléments « amorphes ». Seules quelques raies, d'ailleurs faibles, indiquent la présence d'une petite fraction de corps cristallisés difficilement identifiables.

L'étude thermopondérale fait apparaître une perte d'eau de l'ordre de 3 % entre 250 et 350°, ce qui indique la présence d'hydroxydes.

Le microscope électronique confirme et complète ces déterminations : on observe en effet une quantité abondante d'éléments « colloïdaux » ayant la forme de *globules*. On constate aussi la présence de particules polyédriques, plates et allongées, dont les bords sont fréquemment corrodés et qui représentent des *monocristaux*. Pour certaines d'entre elles, on distingue même des angles rentrants suggérant une macle. Ce faciès est très comparable à celui des cristaux de feldspaths. On observe ensuite certaines plaquettes minces à contour hexagonal, déchiqueté sur les bords compatibles avec la présence de micas. Enfin, d'autres lamelles de forme également hexagonale, mais plus régulières, ont été identifiées comme des cristaux de kaolinite. Cette détermination a été confirmée par microdiffraction électronique. Nous ne pensons pas cependant qu'il s'agisse de kaolinite de néoformation. En effet, l'examen optique du granite initial permet de reconnaître quelques points de « kaolinisation ». Cette remarque généralise les conclusions d'autres études montrant l'existence de phyllites de type montmorillonite dans les roches saines (2).

L'examen aux rayons X des éléments constituant la croûte fait apparaître l'existence de produits « amorphes ». Les halos qu'ils produisent masquent plus ou moins les raies d'un produit cristallisé identifié comme étant de la biotite.

La thermobalance met en évidence entre 250 et 500° une perte d'eau de l'ordre de 15 %. Il s'agit là d'une quantité considérable qui ne peut être attribuée qu'à la déshydratation d'un hydroxyde de type $R(OH)_3$. Cette perte d'eau est probablement due à la déshydroxylation de couches octaédriques résultant d'une altération des feuillets de biotite par perte de silice.

L'examen au microscope électronique montre également l'existence abondante de produits amorphes et confirme la présence de mica (nombreuses particules à texture feuilletée).

En conclusion, le lessivage prolongé par l'eau de fragments volumineux de granite libère une quantité importante de produits fins susceptibles de se maintenir en suspension.

Leur examen au microscope électronique montre tout d'abord que les feldspaths et les micas du granite produisent par *microdivision* des *unités cristallographiques* (monocristaux) de taille comprise entre 1000 Å et 5 μ. Ces unités semblent par la suite se dégrader en donnant naissance à des *particules amorphes* de forme globulaire.

On constate aussi que cette libération de microcristaux s'accompagne toujours d'une *altération chimique* du matériel de départ : élimination des alcalins conduisant à l'augmentation du pH des eaux d'extraction et dans le cas de la biotite, perte de silice (formation d'hydroxydes) et de fer (auréoles de diffusion autour des paillettes).

Il résulte donc de cette étude que le simple lessivage par l'eau provoque une fragmentation microscopique des cristaux qui se poursuit jusqu'à la formation de composés amorphes. Dans cette perspective, ce sont ces derniers qui fourniraient les matériaux nécessaires aux néocristallisations.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) P. Birot, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 745; G. Pédro, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 333; S. Hénin et G. Pédro, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1451.

(2) S. Caillère, P. Birot et S. Hénin, *C. R. Ve Congrès International de la Science du Sol*, Léopoldville, II, 1954, p. 18.

(*Laboratoire de Minéralogie de la Sorbonne, Laboratoire des Sols, C. N. R. A., Versailles.*)

GÉOLOGIE. — *Le socle cristallophyllien du Dôme de la Mure. Age et caractères du métamorphisme.* Note (*) de M. **Jean Sarrot-Reynauld**, transmise par M. Léon Moret.

L'étude du socle hercynien du Dôme de la Mure montre l'existence d'un métamorphisme post-Stéphanien, lié à une métasomatose sodique. Celle-ci s'accompagne d'un front carbonaté atteignant les assises du Houiller qu'il recoupe. On discute l'extension de ce phénomène et l'âge réel du métamorphisme dans la chaîne de Belledonne.

R. Michel et P. Berthet ont montré (1) que les formations cristallophylliennes de la chaîne de Belledonne dans la vallée de la Romanche comprenaient trois ensembles lithologiques principaux : le groupe de Vizille à l'Ouest, le groupe de Séchilienne au centre, le groupe de l'Aveyna à l'Est.

Le groupe de Vizille forme le rameau externe de Belledonne, séparé du rameau interne par l'accident de Séchilienne, jalonné lui-même par une bande de Trias dont nous avons observé le prolongement Sud dans les ravins du Grand Riou de Saint-Barthélemy.

Le rameau externe s'individualise au Sud de la Romanche pour venir constituer le Dôme de la Mure proprement dit. La continuité structurale entre les deux régions se manifeste par la constance des directions tectoniques et l'identité des pendages de la série cristallophyllienne (60 à 80° vers l'Est).

En étendant vers le Sud les conclusions de Cl. Bordet (2) sur la structure synclinale du rameau externe au Nord de Belledonne, on peut admettre

que cette structure se développe pour donner le synclinorium matheysin dont le flanc Ouest constitue le Dôme de la Mure proprement dit, tandis que le flanc Est forme le Piquet de Nantes et le Coiro. L'étude de la région comprise entre ces deux bordures montre la complexité de ce synclinorium qui comporte de nombreuses ondulations et fractures.

La bande houillère de Fau-Laurent qui se prolonge au Sud de la Romanche entre Laffrey et le Sappey, correspond à un synclinal pinçé dans le socle lors des mouvements palatins puis repris lors des mouvements alpins comme le montrent les plis affectant le Trias et le Lias.

Le rameau interne à valeur anticlinale repose sur le rameau externe à valeur synclinale par l'intermédiaire d'un pli-faille nettement chevauchant dans les régions de Séchilienne et du Grand Riou, les amphibolites des Portes de l'Oisans, puis les gabbros et serpentines du Thabor surmontant le Trias de la couverture du rameau externe. Le flanc inverse de la série synclinale a été laminé en profondeur donnant peut-être un « synclinal fermé et inapparent » ([3]). Au Sud (Oris et Entraigues-en-Valbonnais) on n'observe plus qu'un chevauchement réduit des schistes cristallins sur la série sédimentaire.

Les roches basiques et ultrabasiques de Chamrousse et du Thabor sont certainement en liaison étroite avec l'accident de Séchilienne, soit qu'elles se soient mises en place grâce à une fracture hercynienne, soit au contraire que leur apparition ait provoqué la formation d'une structure dissymétrique qui n'est devenue chevauchante que lors des mouvements alpins.

Du point de vue pétrographique, nous avons pu constater dans le Dôme de la Mure *sensu stricto* (régions de la Festinière et du Barioux) ainsi que dans les galeries des Houillères du Bassin du Dauphiné, l'identité entre les roches du socle cristallophyllien et celles constituant le groupe de Vizille dans la vallée de la Romanche.

Lors d'une première phase de métamorphisme, la série sédimentaire originelle alternativement arénacée et pélitique a donné des micaschistes à deux micas appartenant donc à la zone des Micaschistes inférieurs, mais lors d'une deuxième phase se sont produits :

1° Une dégradation de la biotite qui se transforme en chlorite et oxydes ferrotitanés, une séricitisation des anciens feldspaths, une recristallisation du quartz;

2° Une néoformation de chlorite, une cristallisation de muscovite et de tourmaline et surtout la formation d'albite pœcilitique repoussant les minéraux qui l'entourent. Les phénoblastes d'albite présentent souvent la macle de Carlsbad et bien que contenant des inclusions sigmoïdes, ils sont exempts de déformation parce qu'apparus tardivement dans la roche.

Si les premiers phénomènes relèvent d'une rétromorphose indiscutable, qui a replacé la série du Dôme de la Mure de la zone des Micaschistes

inférieurs dans celle des Micaschistes supérieurs, les seconds relèvent d'une métasomatose sodique et borée qui est vraisemblablement liée à la rétromorphose elle-même.

Il y a donc identité entre les séries du groupe de Vizille et du Dôme de la Mure mais dans cette dernière région nous avons pu mettre en évidence des faits nouveaux. L'albitisation n'affecte pas seulement la série cristallophyllienne mais égalcment la série houillère composée, dans la zone du travers-bancs des Merlins des H. B. D., des assises du Westphalien D et du Stéphanien A ([4]).

Elle s'accompagne de la formation d'un front carbonaté, matérialisé par la présence quasi constante de calcite ou d'ankérite en grandes plages, au voisinage de l'albite qui est fréquemment limitée par elles.

Le Houiller limnique du bassin de la Mure est originellement exempt de roches carbonatées. La présence de ces minéraux n'étant pas, d'autre part, due à des minéralisations de type hydrothermal, *per descensum* ou *per ascensum* à la faveur de fissures, nous sommes en présence d'une véritable imprégnation des sédiments dont la stratification se trouve digérée par le front de métamorphisme. Nous avons pu observer en détail les faits suivants : les assises du Stéphanien inférieur présentent un front carbonaté important, la brèche de base du Stéphanien et les assises du Westphalien montrent l'association de calcite et d'ankérite avec un peu d'albite. Les micaschistes du socle sont eux franchement albitisés et calciques. La tourmaline est fréquemment présente.

Si le front carbonaté que nous avons observé est d'étendue relativement restreinte (250 m), son existence est très importante. Il faut y voir une sorte de front cafémique : les ions Ca et Fe ne correspondant plus à une structure stable des silicates dans la zone des Micaschistes supérieurs ont été expulsés et, entraînés par les vapeurs carboniques et borées venues de zones plus profondes, ils sont venus se déposer à l'état de carbonates dans le Houiller tandis que les vapeurs carboniques pourraient être à l'origine des dégagements instantanés fréquents dans les exploitations houillères au voisinage du socle cristallophyllien. Ces phénomènes de métasomatose dont le rôle est bien connu dans la genèse des gîtes métallifères sont certainement à l'origine de la présence de carbonates dans de nombreuses roches des massifs cristallins externes. On a donc la preuve, dans le Sud de Belledonne, de l'existence d'un métamorphisme au moins post-stéphanien. De nombreux indices plaident en faveur d'un âge plus récent encore.

Sans envisager comme P. Bellair ([5]), l'existence d'un métamorphisme calédonien, réel sans doute mais dont on a peu de chances de retrouver la trace, on peut admettre avec lui et R. Michel que le deuxième métamorphisme est d'âge alpin. La présence de tourmaline et d'albite dans

le Trias de Chamrousse ainsi que dans la région du Grand Riou de Séchilenne où elles sont accompagnées de chlorite et de « pressure shadow » est un argument important pour cette interprétation.

L'étude pétrographique détaillée des synclinaux sédimentaires du rameau externe de Belledonne (Fau-Laurent, Veyton) apportera la confirmation de l'âge alpin du métamorphisme observé, comme le suggère l'histoire tectonique de la région esquissée plus haut.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) R. Michel et P. Berthet, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1888.

(2) Cl. Bordet, *Recherches géologiques sur la partie septentrionale du massif de Belledonne (Alpes françaises)*, *Thèse Sc.*, Paris, 1957.

(3) L. Moret, *Trav. Lab. Géol. Grenoble*, 29, 1952, p. 97.

(4) J. Sarrot-Reynauld et J. Haudour, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2381.

(5) P. Bellair, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2337.

(Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences de Grenoble.)

SÉDIMENTOLOGIE. — *Quelques modalités de la sédimentation végétale dans l'étang de Leucate-Salses*. Note (*) de M. **André Rivière** et Mlle **Solange Vernhet**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La sédimentation végétale joue un rôle complexe dans l'évolution de l'étang, mais les accumulations organiques ne deviennent prédominantes que dans certaines zones privilégiées où elle est le plus souvent à la fois allochtone et autochtone.

Dans l'étang de Leucate, l'alluvionnement végétal est essentiellement lié à l'extension des herbiers de *Ruppia maritima* Linné et présente des modalités variées :

1° *Banquettes littorales*. — A chaque tempête, et surtout pendant la mauvaise saison, les *Ruppia*, arrachées en quantités énormes, sont entraînées par les vagues et les courants. Elles viennent échouer en masse sur les rivages « au vent » où se construisent d'épaisses banquettes d'un varech fin et peu putrescible. L'enchevêtrement des frondes donne une certaine cohésion à ces accumulations qui résistent longtemps à l'action des vagues. Le long des rives Sud et Est de l'étang, ces banquettes de *Ruppia* ralentissent et parfois annihilent presque complètement l'érosion dans certaines zones qui, sans elles, seraient rapidement attaquées. Toutefois, sous l'effet des fermentations (vite anaérobies en profondeur où nous avons trouvé des rH inférieurs à 10) qui s'établissent dans ces accumulations végétales, les feuilles et les tiges de *Ruppia* perdent peu à peu leur résistance. L'alternance des périodes de dessiccation et de réhumidification les rend friables et elles ont tendance à se pulvériser en menus fragments

facilement emportés au loin par les moindres courants. Aussi, malgré leur volume important, les banquettes ne jouent guère que le rôle de relais transitoires, tout au moins en dehors des zones d'atterrissement rapide où elles paraissent faciliter l'installation du schorre halophile.

2° *Formes de transport.* — Sur la rive Sud de l'étang, par tempête du Nord-Ouest, les *Ruppia* poussées à la côte, s'agglomèrent en rides obliques, parallèles aux vagues sous la poussée desquelles elles se déplacent lentement d'Ouest en Est, suivant un processus analogue à celui qui a été décrit par l'un d'entre nous pour les dunes sous-marines littorales (1). Parfois, ces accumulations se constituent avant d'atteindre le rivage et prennent l'aspect de véritables barkhanes de varech, souvent groupées par deux ou par trois.

Le long de la rive orientale de l'étang, les dunes sous-marines littorales qui progressent du Nord au Sud, le long de la flèche du Corrège (2), contiennent une proportion de varech croissante du Nord au Sud et qui devient considérable à l'approche de la zone d'atterrissements au Nord du seuil de la Rascasse.

3° *Accumulations fixes.* — Alors que les accumulations temporaires et les formes de transport s'observent surtout dans les zones présentant une certaine tendance à l'érosion, les accumulations fixes sont presque exclusivement liées aux rives le long desquelles la sédimentation tend à prédominer. Elles prennent généralement naissance avec la formation d'une ride de varech, plus ou moins parallèle au rivage, qui se constitue à l'endroit où la diminution de la profondeur et souvent des conditions topographiques locales provoquent l'immobilisation des touffes de *Ruppia*, entraînées par les vagues et les courants. Cette ride délimite une sorte de lagune peu profonde dont la largeur peut varier de quelques mètres à quelques dizaines de mètres, dont les eaux sont généralement encombrées de varech et d'algues qui annihilent pratiquement toute agitation. De tels milieux constituent des zones de calme où les troubles se sédimentent rapidement en formant des dépôts d'autant plus riches en matières organiques que, fréquemment, les vents soufflant de terre y refoulent, souvent aggloméré en longs rouleaux, le varech précédemment jeté au rivage par les tempêtes soufflant vers lui. Le terme ultime de cette évolution est le comblement de la lagune et sa transformation en schorre halophile dont le niveau s'élève lentement (grâce aux apports éoliens et à ceux qui résultent de chaque submersion). Ces phénomènes, qui jouent un rôle important dans l'évolution des rives Nord et Ouest de l'étang de Sigean, ne s'observent guère qu'à échelle réduite dans l'étang de Leucate, en quelques points des rives Sud-Ouest et dans la corne Nord-Ouest (Paurel).

Dans les eaux plus profondes, en bordure des roselières des rives Sud et Ouest, les tempêtes des secteurs Est et Sud-Est provoquent des atter-

rissements de varech importants dont les actions liées aux vents dominants ne laissent guère subsister que des fractions plus ou moins étendues, attenantes aux roselières et que celles-ci envahissent progressivement.

4° *Zones de comblement.* — La corne Sud-Est de l'étang et la région comprise entre la flèche littorale et la partie orientale du seuil de la Rascasse constituent des zones de remblayage caractérisées par la convergence des apports sédimentaires ([2]). La part de l'alluvionnement végétal y est d'autant plus grande que ces hauts-fonds sont occupés par des herbiers de *Ruppia* dont les frondes retiennent les touffes de varech flottant au gré des eaux. Dans la corne Sud-Est de l'étang surtout, il s'y ajoute des masses énormes de varech pulvérulent dont nous avons plus haut indiqué l'origine. Nous avons constaté, en période de basses eaux, que ces accumulations s'étendent sur des centaines d'ares, avec des épaisseurs atteignant parfois plus de 30 cm, ensevelissant souvent la plus grande partie de l'appareil végétatif des *Ruppia* enracinées dans le sédiment sous-jacent. Parfois ces formations disparaissent sous des vases sableuses, montrant ainsi l'alternance de la sédimentation organique et de la sédimentation minérale.

Dans la région comprise entre le seuil de la Rascasse et le cordon littoral, le varech pulvérulent, facilement entraîné à travers les eaux peu profondes du seuil participe à un degré moindre à la sédimentation organique. Celle-ci est pourtant encore plus importante dans cette zone, soit que le varech ait été apporté directement en suspension, soit qu'il ait cheminé avec les dunes sous-marines mobiles qui contribuent si activement au remblayage de ce secteur.

Le fait que dans ces zones de remblayage rapide la sédimentation détritique fine puisse succéder à la sédimentation végétale et réciproquement, laisse supposer que le remblayage y est probablement caractérisé par l'alternance de ces deux faciès. Le fait est d'autant plus vraisemblable qu'en dehors de la lente remontée actuelle des eaux, le seul tassement de ces sédiments riches en matière organique végétale laisse prévoir un certain degré de « subsidence » des fonds. La submersion récente de l'île de Vy, formée, comme la Rascasse, de cailloutis probablement flandriens et le fait qu'elle semble s'enfoncer davantage chaque année sous les eaux, conduit à se demander — sans qu'il puisse encore être question de rien affirmer — si le jeu d'un affaissement profond n'ajoute pas son action à celle du tassement superficiel.

Ces observations mettent en évidence les faits suivants : 1° le caractère temporaire de certaines accumulations littorales (banquettes); 2° le rôle du sédiment végétal dans les mécanismes complexes des atterrissements le long des côtes situées « sous le vent » par rapport aux actions atmosphériques dominantes; 3° la fréquence d'un transport sous-marin de

l'alluvion végétale de type « dunaire », dans les eaux peu profondes; 4° l'accumulation préférentielle de la sédimentation végétale dans les régions caractérisées par des conditions favorisant un remblayage rapide; 5° le caractère à la fois autochtone et allochtone de la sédimentation végétale dans ces zones; l'alternance dans ces zones de la sédimentation végétale et de la sédimentation minérale.

Les modalités de la sédimentation végétale dans le milieu lagunaire que constitue l'étang de Leucate sont donc très complexes. Par certains côtés, elles ne sont pas sans suggérer l'idée, sinon de *similitude*, du moins d'une certaine *analogie*, compte tenu de l'échelle réduite, avec celles qui ont pu caractériser la sédimentation houillère. De ce point de vue, la constatation que la formation de strates à sédimentation végétale prédominante implique : 1° la concentration en des *zones privilégiées* d'apports provenant d'aires de végétation étendues; 2° la fréquente superposition, dans les mêmes couches, d'apport végétal *allochtone* au matériel végétal *autochtone*, peut n'être pas dépourvue de signification.

(*) Séance du 24 mars 1958.
(1) S. Vernhet, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1268.
(2) A. Rivière et S. Vernhet, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1891.

(*Laboratoire de Sédimentologie de la Faculté des Sciences de Paris.*)

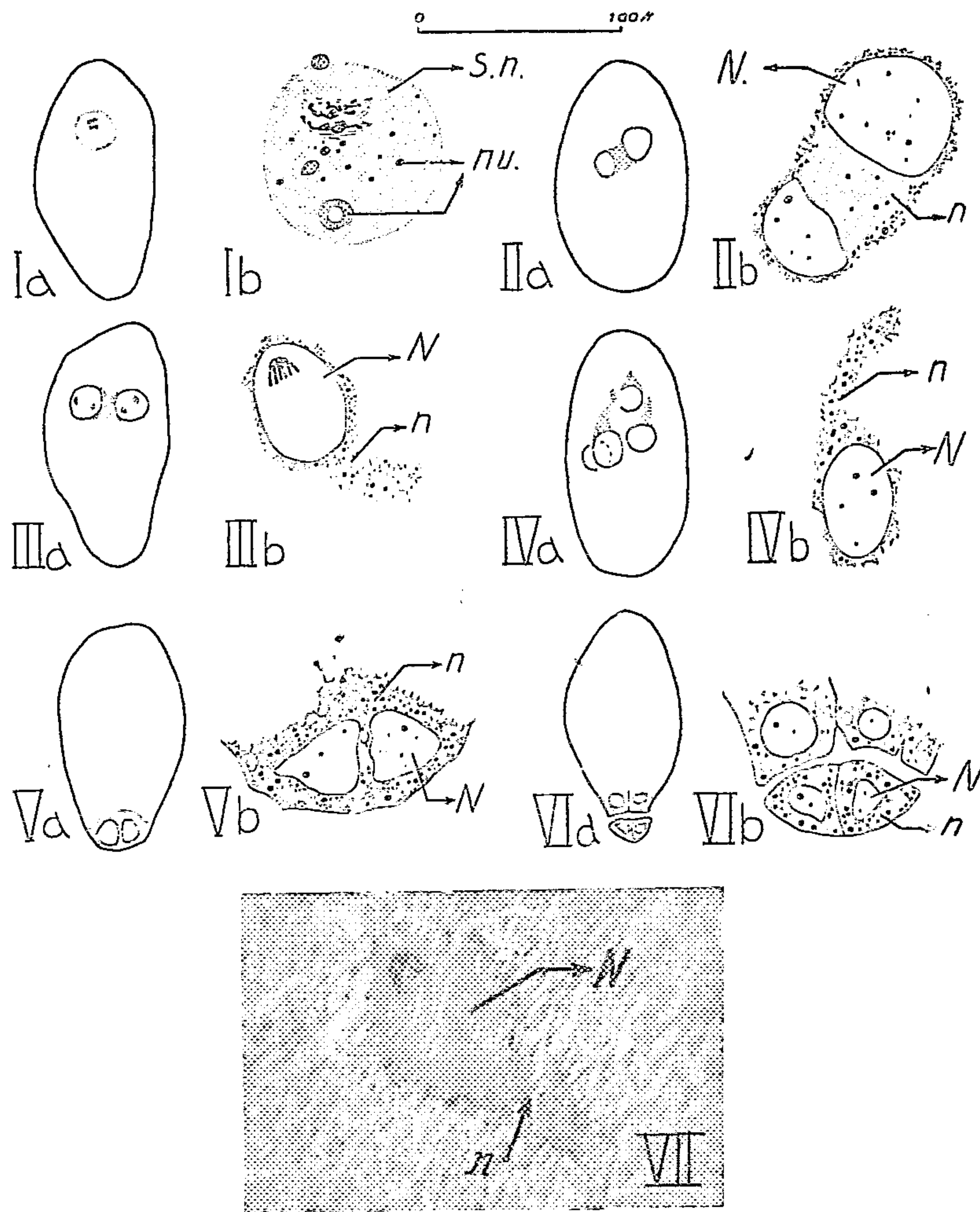
CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Rôle du suc nucléaire et des nucléoles dans la formation du cytoplasme du proembryon chez le* Pinus Laricio (*var.* austriaca). Note (*) de M. Henri Camefort, présentée par M. Lucien Plantefol.

Chez le *Pinus Laricio* les deux premières mitoses consécutives à la fécondation libèrent dans le protoplasme vitellin de l'oosphère, des quantités substantielles de suc nucléaire et de très nombreux nucléoles. Ce suc nucléaire et ces nucléoles constituent, après migration au pôle basal de l'oosphère, le cytoplasme et les inclusions basophiles du proembryon.

L'étude de la fécondation et des premières mitoses du zygote a été généralement faite, chez les *Gymnospermes*, pour analyser à peu près exclusivement le comportement des chromosomes. Les nucléoles et surtout le suc nucléaire n'ont guère été pris en considération.

Les faits suivants m'ont incité à préciser le devenir de ces deux constituants au cours des deux premières divisions du zygote. Chez le *P. Laricio* le volumineux noyau de l'oosphère (100 μ de diamètre environ) donne, après fécondation, deux petits noyaux (20 μ de diamètre) qui subissent ensuite un important grandissement (60 μ de diamètre). Puis ces deux noyaux se divisent simultanément et augmentent leur volume avant

d'émigrer au pôle basal de l'oosphère. La question suivante peut donc être posée : que deviennent au cours de ces deux mitoses les quantités importantes de suc nucléaire libéré dans le protoplasme vitellin de l'oosphère ?



Les figures indiquées par la lettre *a* sont des dessins de l'ensemble du zygote ou de l'embryon ; celles indiquées par la lettre *b*, des dessins de détail d'une coupe intéressant leur partie nucléée. I*a* et I*b*, première mitose du zygote ; II*a* et II*b*, proembryon à deux noyaux ; III*a* et III*b*, divisions conjuguées des deux noyaux du proembryon ; IV*a* et IV*b*, descente des quatre noyaux libres ; V*a* et V*b*, proembryon cœnocytique (pôle actif) ; VI*a* et VI*b*, proembryon cellulaire ; VII, microphotographie correspondant à la figure III*b* (une partie seulement des chromosomes anaphasiques est contenue dans le plan de coupe) ; N, noyau ; n., néo-cytoplasme ; nu., nucléole ; S. n., suc nucléaire (Les inclusions vitellines n'ont pas été figurées.)

1. *Techniques d'étude.* — Le noyau de l'oosphère mûre a servi de test. Les résultats obtenus avec les fixateurs suivants, sont : 1° mélange alcool-formol-acide acétique : suc nucléaire grossièrement floculé, de gros nucléoles

seuls sont visibles; 2° mélange de Navachine : apparition de fibrilles aux dépens du suc nucléaire ou floculation grossière de celui-ci; les gros nucléoles sont distingués; 3° mélange de Helly : floculation fine de l'enchylème, nucléoles assez nombreux, de très petits nucléoles ne sont pas observés; 4° mélange de Regaud : coagulation homogène du suc nucléaire; de très nombreux nucléoles sont visibles, dont les plus fins ont des dimensions identiques à celles des mitochondries. Ce dernier fixateur a donc été retenu pour cette étude. Cependant le mélange de Helly a également été utilisé pour réaliser la coloration avec la pyronine et le vert de méthyle (mise en évidence des structures basophiles).

2. *Première mitose du zygote.* — La fusion des noyaux mâle et femelle est immédiatement suivie par l'apparition d'un fuseau achromatique qui localise les phénomènes chromosomiques au pôle supérieur du pronucléus femelle. Une partie au moins des nombreux nucléoles du gamète femelle ainsi que ceux du gamète mâle n'ont pas été résorbés (*fig.* I *a* et I *b*). A la fin de cette mitose les deux noyaux du proembryon apparaissent, dans les préparations, sur le bord d'une plage homogène dépourvue de vitellus, qui est l'ancien suc nucléaire de l'oosphère associé à celui du gamète mâle et contenant les nucléoles non résorbés.

Le suc nucléaire qui, à la fin d'une mitose, demeure ainsi dans le protoplasme vitallin, sans s'y mêler, sera nommé *néo-cytoplasme*.

Après leur croissance les deux noyaux du proembryon demeurent souvent réunis par une travée de *néo-cytoplasme* contenant d'abondantes granulations sidérophiles de taille variable (*fig.* II *a* et II *b*). Les plus grandes de ces inclusions sont sans doute d'anciens nucléoles, les plus fines, des nucléoles ou des mitochondries provenant du chondriome maternel entourant le noyau de l'oosphère. Rien ne permet ici de classer ces fines granulations dans l'une ou l'autre de ces catégories.

3. *Seconde mitose.* — Les deux noyaux du proembryon entrent en mitose simultanément (*fig.* III *a*, III *b* et VII). Le fuseau mitotique qui apparaît alors dans chaque noyau n'atteint pas, et de loin, la totalité du volume nucléaire. En outre, et comme dans la mitose précédente, de nombreux nucléoles ne sont pas résorbés.

A l'issue de ces deux divisions conjuguées une nouvelle quantité de *néo-cytoplasme* (suc nucléaire) avec ses inclusions sidérophiles (nucléoles) s'ajoute à celle qu'avait libérée la première mitose.

4. *Migration des noyaux libres.* — Au cours de leur descente vers le pôle de l'oosphère opposé au micropyle, les quatre noyaux du proembryon sont accompagnés par le *néo-cytoplasme* et sa charge d'inclusions sidérophiles. La figure IV *b* présente un de ces noyaux traînant derrière lui, comme la queue d'une comète, une traînée de cytoplasme néoformé.

Lorsque ce mouvement est achevé, le pôle basal de l'oosphère est essen-

tiellement constitué, outre les noyaux, de *néo-cytoplasme* riche en inclusions sidérophiles (*fig.* V *a* et *b*). Toutefois quelques inclusions vitellines témoignent, par leur présence, de l'existence d'un peu de cytoplasme maternel dans cette partie du proembryon.

La coloration par le mélange vert de méthyle-pyronine, appliquée après fixation par le mélange de Helly, montre qu'à ce stade du développement embryonnaire le cytoplasme néoformé et ses inclusions ont une intense affinité pour la pyronine (colorant basique).

5. *Conclusions.* — 1° Les deux premières mitoses du zygote du *P. Laricio*, libèrent dans le protoplasme vitellin de l'oosphère du suc nucléaire et de nombreux nucléoles formant un *néo-cytoplasme* avec des *inclusions basophiles.* Ce *néo-cytoplasme* qui émigre au pôle basal de l'oosphère, en même temps que les quatre noyaux, constitue l'essentiel du pôle actif du proembryon cœnocytique.

2° L'interprétation que dans une Note précédente (1) j'ai donnée de la basophilie du pôle actif du proembryon doit être rectifiée. Utilisant une fixation permettant l'application du test de Brachet, mais ne conservant pas le suc nucléaire, j'avais conclu à une basophilie accrue du vitellus dans le pôle actif. Cette basophilie me paraît être avant tout le fait d'une accumulation de *néo-cytoplasme* et d'inclusions d'origine nucléolaire fortement basophiles.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) H. Camefort, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2134.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

EMBRYOLOGIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Orchidacées. Les lois du développement chez l'*Eulophia œdoplectron *Sum.* Note (*) de Mlle **Yvonne Veyret**, présentée par M. René Souèges.

L'embryon de l'*Eulophia œdoplectron* Sum. présente des caractères essentiels qui n'ont pas été observés chez les Orchidacées de sous-tribus différentes que nous avons examinées. Il procède d'une tétrade en C_2 et, dans la graine mûre, il est constitué des étages *l*, *l'*, *m*, *n*, *o* et *p*; ces deux derniers représentent un suspenseur rudimentaire.

Le genre *Eulophia* est classé par R. Schlechter (1) dans le groupe des Sympodiales de la tribu des *Kerosphæreæ.* Cette tribu est considérée, d'après A. Rolfe (2), comme étant la plus évoluée par le caractère des pollinies adaptées de la façon la plus parfaite à leur transport et à leur distribution par les Insectes.

Le genre a fait l'objet de quelques investigations embryologiques par B. G. L. Swamy (3), (4). Ces recherches sont cependant très fragmentaires

et insuffisantes. Elles ont été réalisées chez les *E. epidendracea* et *E. nuda*. L'auteur signale que, de même que chez le *Geodorum densiflorum*, le zygote forme une masse irrégulière de quatre à dix cellules dont les inférieures se développeront en éléments tubulaires, tandis qu'une des cellules supérieures donnera l'embryon *sensu lato*. L'auteur figure quelques-uns de ces stades chez l'*E. epidendracea* et chez le *G. densiflorum* mais non chez l'*E. nuda*.

Chez l'*Eulophia œdoplectron* Sum., la première cloison de l'œuf est transversale et engendre une cellule apicale *ca* et une cellule basale *cb* (*fig.* 1). Chacune de ces cellules se segmente de même transversalement pour constituer une tétrade linéaire en C_2, formée de quatre blastomères superposés *cc*, *cd*, *m* et *ci* (*fig.* 4). Cependant, il nous est arrivé de rencontrer une tétrade en A_2 (*fig.* 3), mais c'est là une exception, la forme linéaire étant la plus générale. Pour la grande majorité des formes, leur construction s'explique en effet en partant de la tétrade en C_2. C'est aux dépens des éléments *cc* et *cd* de cette tétrade que se constituent, par division longitudinale, quatre quadrants disposés en deux paires superposées (*fig.* 6, 8, 11). Dans le cas de la tétrade en A_2, les deux éléments supérieurs juxtaposés se partagent par deux parois verticales méridiennes donnant quatre quadrants disposés dans un même plan horizontal (*fig.* 12) ou bien quelquefois, se divisent l'un par une cloison verticale, l'autre horizontale, laissant apparaître quatre quadrants disposés en tétraèdre (*fig.* 10).

La cellule *m* se divise longitudinalement (*fig.* 7, 8, 10, 11, 12, 14, 16, 19, 20, 22, 24, 29, 30) ou parfois transversalement (*fig.* 17, 28), et la cellule *ci* se segmente suivant une cloison transversale (*fig.* 8, 11, 17, 20 à 26, 28, 31, 33) pour donner deux éléments superposés *n* et *n'*. C'est ainsi que l'embryon, à la troisième génération, se montre constitué de huit cellules réparties dans les étages *cc*, *cd*, *m*, *n* et *n'* (*fig.* 8 et 11) lorsque la tétrade est linéaire.

Aux dépens des quadrants se forment les octants par segmentations longitudinales dans le cas de la tétrade en C_2 ou transversales dans le cas de la tétrade en A_2. Les octants supérieurs peuvent être réunis sur un seul étage (*fig.* 23, 24, 30, 31) ou en tétraèdre (*fig.* 18); de même, les octants inférieurs peuvent être situés sur un seul étage (*fig.* 13 à 15, 19, 20, 22, 23, 25, 27) ou être groupés en tétraèdre (*fig.* 18, 24, 26). Quant aux deux cellules-filles de *m*, elles peuvent demeurer indivises jusqu'à la quatrième génération de même que *n* et *n'*; dès lors, à ce stade, l'embryon est constitué de 12 cellules (*fig.* 24).

Nous avons rencontré une forme très aberrante représentée par la figure 28. Dans cet embryon, les octants supérieurs sont répartis sur trois étages et les octants inférieurs (un est déjà divisé) sur deux étages comprenant chacun deux blastomères; *m* est divisé transversalement.

Après la quatrième génération, les octants supérieurs *l* se divisent d'abord tangentiellement (*fig.* 32, 33, 34) et arrivent à constituer dans la graine mûre un massif paucicellulaire (*fig.* 35) ou plus activement divisé (*fig.* 36). Les octants inférieurs *l'* se segmentent longitudinalement (*fig.* 29, 30, 31, 33) puis transversalement (*fig.* 32, 34) sans toutefois dépasser la formation de deux assises cellulaires à l'intérieur, et pouvant atteindre, à l'extérieur, trois cellules formant le dermatogène. L'étage *m* peut être constitué de quatre cellules circumaxiales (*fig.* 31) ou groupées en tétraèdre (*fig.* 26); il se segmente ensuite par divisions longitudinales (*fig.* 32), puis transversales (*fig.* 33, 34) engendrant finalement au maximum trois assises cellulaires dans la couche périphérique qui continue le dermatogène de l'étage *l'*.

Quant à la cellule *n*, elle se divise longitudinalement en deux nouvelles cellules (*fig.* 32,

35, 36) et *n'* en deux éléments superposés *o* et *p* (*fig.* 29, 34, 36) faisant fonction de suspenseur. La cellule *o* peut parfois se segmenter longitudinalement (*fig.* 35).

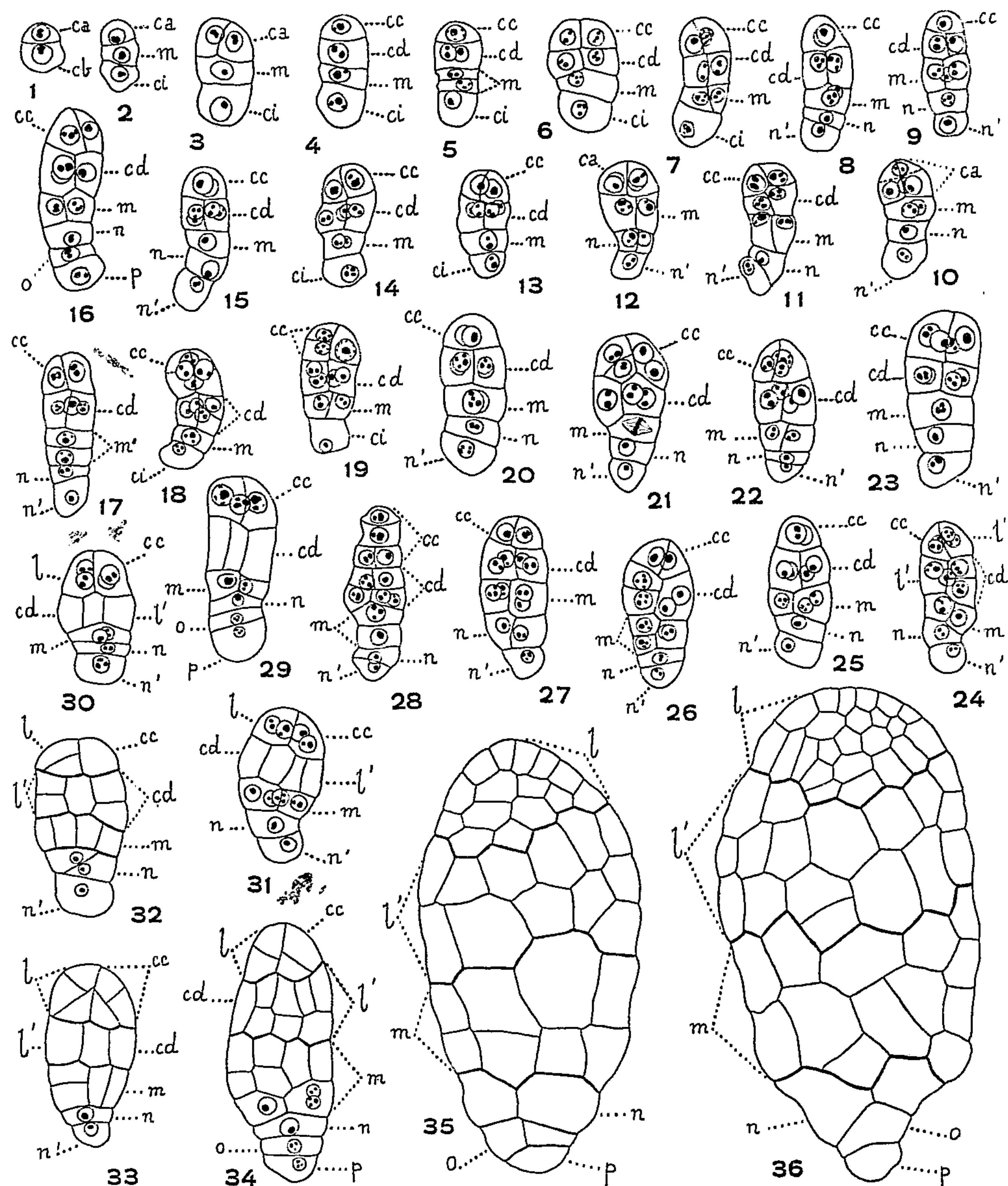


Fig. 1 à 36. — *Eulophia œdoplectron* Sum. — Les différents stades du développement de l'embryon : *ca* et *cb*, cellule apicale et cellule basale du proembryon bicellulaire; *cc* et *cd*, cellule-fille supérieure et cellule-fille inférieure de *ca*; *m* et *ci*, cellule intermédiaire et cellule inférieure de la tétrade; *l* et *l'*, octants supérieurs et octants inférieurs; *n* et *n'*, cellule-fille supérieure et cellule-fille inférieure de *n'*. — G × 360 pour les figures 1 à 34, G × 250 pour les figures 35 et 36.

On doit noter l'accroissement extraordinaire des cellules de l'embryon, notamment de celles des étages *l'*, *m* et *n*, dès que le proembryon se montre constitué du nombre définitif de ses cellules. Ces cellules se trouvent,

dans la graine mûre, remplies de substances deutoplasmiques, particulièrement abondantes.

L'histoire embryogénique de l'*E. œdoplectron* Sum. est particulièrement intéressante, en ce sens qu'elle met en évidence des caractères différentiels, essentiels, indiscutables, sur lesquels l'attention n'avait pas encore été attirée à propos des Orchidacées. Par sa tétrade en C_2, cette espèce se range dans la série C du système périodique (5), et dans le troisième groupe embryogénique, par la séparation en deux éléments juxtaposés (quadrants) des deux cellules supérieures, *cc* et *cd* de sa tétrade. Cette place dans la classification des types embryonomiques indiquerait que l'*E. œdoplectron* serait un représentant de la famille plus évolué que ceux que j'ai étudiés jusqu'ici. Cette conclusion viendrait à l'appui de l'opinion de A. Rolfe relative à la tribu des *Kerosphæreæ*. L'apparition de la tétrade en A_2 indiquerait, d'autre part, un défaut de pureté de l'espèce.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) R. Schlechter, *Not. Bot. Gart. Mus. Berlin-Dahlem*, 9, 1926, p. 88, 563-591.
(2) A. Rolfe, *Orch. Rev.*, 17, 1909 et 18, 1910.
(3) B. G. L. Swamy, *Proc. Nation. Inst. Sc. India*, 9, 1943, p. 59-65.
(4) B. G. L. Swamy, *Amer. Mid. Nat.*, 41, 1949, p. 202-232.
(5) R. Souèges, *Embryogénie et classification*, 2e fasc., Paris, 1939.

(*Office de la Recherche scientifique et technique Outre-Mer, C. T. A. T., Nogent-sur-Marne.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la répartition de l'acide ascorbique dans la Tulipe en croissance à l'obscurité.* Note (*) de M. **Philippe Hagène**, présentée par M. Roger Heim.

Dans la Tulipe cultivée à l'obscurité, l'acide ascorbique dans la fleur, en particulier dans le périanthe, est au moins aussi abondant que dans le témoin. Dans les autres parties de la plante, les concentrations sont beaucoup plus faibles, mais la morphologie leur impose dans les feuilles et les tuniques un ordre croissant ou décroissant identique à celui du témoin.

L'étude de la répartition de l'acide ascorbique dans les feuilles d'une Tulipe en croissance (1) a montré que le gradient de la concentration variait au cours du développement d'une façon régulière. Les nouveaux résultats présentés ont été obtenus sur des plantes cultivées en pot, à l'obscurité complète, sauf la faible lumière nécessaire pendant un court moment chaque semaine pour l'arrosage. Il n'a pas été possible de travailler sur la même forme horticole que l'année précédente; tous les résultats qui suivent concernent la variété Brilliant Star, précoce, à fleur simple. La presque totalité des plantes a pu fleurir à l'obscurité.

Depuis la mise en végétation jusqu'après la fécondation, la teneur de chaque plante en acide ascorbique a augmenté, la concentration pour 100 du poids sec ([2]) passant de 18,75 à 75,33. Les bulbes du lot étant tous de même calibre au départ, leur teneur en acide ascorbique exprimée en valeur absolue (mg) passe de 1,90 le 19 octobre (bulbe « au repos ») à 5,26 quand la plante présente une fleur à son plein développement et épanouie (21 février). L'augmentation de la concentration par rapport au poids sec est due à la fois à un accroissement de la quantité d'acide ascorbique et à une certaine diminution de la matière sèche.

L'acide ascorbique ainsi formé apparaît surtout dans la fleur dont la teneur s'accroît jusqu'à 56 % de l'acide ascorbique total de la plante. La concentration pour 100 du poids sec est alors au moins égale et souvent supérieure à la concentration dans les fleurs des plantes témoins développées dans les conditions naturelles d'éclairement.

C'est toujours le périanthe qui présente la plus forte teneur absolue et la plus grande concentration en ce corps. Dans chaque pièce, celle-ci est sensiblement le double, dans la moitié apicale, de celle de la moitié basale où la croissance des cellules détermine les mouvements d'ouverture et de fermeture du périanthe.

La chute du pollen entraîne une perte de poids et d'acide ascorbique dans l'androcée; la diminution de concentration provient sans doute de la sénescence des étamines après l'émission du pollen.

Dans les limites de nos expériences, le développement du gynécée a été faible; il est accompagné d'une augmentation de concentration de l'acide ascorbique.

Dans les exemples suivants, la longueur du périanthe indique le stade du développement (concentrations en milligrammes pour 100 g du poids sec) :

Longueur du périanthe	40 mm.		70 mm.
Conditions de culture	Lumière.	Obscurité.	Obscurité.
Périanthe	300,63	530,56	656,18
Androcée	451,44	521,82	474,54
Gynécée	209,60	280,09	388,47
Fleur entière	324,13	489,31	576,16

Les fleurs développées à l'obscurité sont absolument normales en couleur, forme et dimensions.

Pour les autres régions de la plante, la répartition de l'acide ascorbique dans la plante en expérience diffère profondément de ce qu'elle est dans le témoin (concentrations en valeurs absolues en milligrammes)

Longueur du périanthe	40 mm.		70 mm.
Conditions de culture	Lumière.	Obscurité.	Obscurité.
Fleur	1,04	1,43	2,98
Tige et feuilles	5,10	0,59	0,50
Tuniques, plateau, bourg. axill.	4,57	1,72	1,38
Plantes entières	11,73	3,85	5,26

Dans les racines des plantes à l'obscurité, l'acide ascorbique décroît du début du développement jusqu'à la fleur complètement développée, en valeur absolue de 0,55 à 0,40 mg; la croissance des racines entraîne donc une forte baisse de concentration, de 338,21 à 62,83. Dans le témoin, il y a accroissement en valeur absolue (1,02 mg), mais la concentration (172,64) baisse cependant par suite de la croissance.

Dans les tuniques du bulbe qui ne s'accroissent pas, il y a une évolution des concentrations dont résulte une inversion de gradient :

		Périanthe 40 mm.	
	Avant culture.	Lumière.	Obscurité.
Tunique 4 [3]	18,11	2,33	6,10
» 3	13,87	5,64	6,66
» 2	12,47	10,37	12,10
» 1	12,90	182,43	43,53
En valeur absolue (mg pour l'ensemble des tuniques	1,07	4,39	1,47

L'accroissement de la concentration dans la tunique externe pourrait être attribué à une formation d'acide ascorbique; mais, dans le témoin, on peut aussi bien penser à une accumulation du corps formé dans les parties aériennes. Il reste que l'évolution des concentrations dans les tuniques est la même pour l'expérience et le témoin.

On trouve le même parallélisme pour les feuilles qui, cependant, sur les plantes cultivées à l'obscurité n'ont qu'un développement restreint (environ le quart de celui du témoin, en poids sec), comme l'allongement de la tige. Si, en valeur absolue, la teneur en acide ascorbique décroît, sans exception, de la feuille 1 à la feuille 5, les concentrations pour 100 du poids sec se présentent dans un ordre différent

Longueur du périanthe	40 mm.		70 mm.
Conditions de culture	Lumière.	Obscurité.	Obscurité.
Feuille 5	–	33,91	101,20
» 4	405,33	75,72	123,23
» 3	563,51	114,18	174,94
» 2	474,51	117,45	156,33
» 1	212,12	76,88	109,81
Pour l'ensemble des feuilles	338,62	90,17	134,03

Malgré les grandes différences de teneurs, le maximum tend à s'établir dans la feuille 3. Un ordre très différent a été mis en évidence dans la tulipe Beatrix (Ph. Hagène, *loc. sup. cit.*).

Dans la tige, quand la fleur est sur le point de s'épanouir, la concentration par rapport au poids sec n'est inférieure que de peu à celle du témoin au même stade : 135,87 au lieu de 145,98.

L'origine de l'acide ascorbique de la tige et des feuilles apparaît nettement dans la comparaison des dosages effectués sur le bulbe au repos et sur le bulbe conservé ensuite en armoire frigorifique durant 11 semaines; on trouve en effet en valeur absolue (mg)

	Bulbe moins le bourgeon.	Bourgeon.
Bulbe au repos	1,66	0,23
Après 11 semaines au froid	1,41	0,43

Il y aurait migration mais non formation d'acide ascorbique à cette température. La croissance du bourgeon se poursuit et détermine une diminution de la concentration par rapport au poids sec.

On peut remarquer également que les tuniques du témoin fleuri présentent sur celles du bulbe conservé au froid un excès de 3,32 mg d'acide ascorbique; que cette différence pour la plante fleurie à l'obscurité est 0,32 mg; enfin que la tige fleurie de cette dernière renferme 3,47 mg d'acide ascorbique. L'excès d'acide ascorbique formé dans la tunique 1, et non utilisé dans le témoin, pourrait entrer dans la constitution de la tige fleurie, en particulier de la fleur, dans l'expérience à l'obscurité.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) Ph. Hagène, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2174.

(2) Les concentrations sont exprimées en milligrammes pour 100 g du poids frais ou sec.

(3) Les tuniques et les feuilles sont numérotées dans leur ordre d'insertion, la pièce 1 étant la plus âgée et la plus basse.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur un cas de sensibilité des tissus de crown-gall de Scorsonère à l'acide indole acétique.* Note (*) de Mlle **Denise Paris** et M. **Louis Duhamet**, présentée par M. Roger Heim.

Les tissus de crown-gall de Scorsonère manifestent une certaine sensibilité à l'acide indole acétique s'ils proviennent de colonies âgées et cultivées sur le milieu de Knop enrichi en potassium.

Les recherches de R. J. Gautheret ont établi que les tissus de crown-gall de Scorsonère ne manifestent aucune sensibilité à l'égard de l'acide indole acétique (1); ceci est vraisemblablement dû à leur faculté de synthétiser de l'auxine en quantité suffisante pour assurer leur prolifération (2).

Cette souche, isolée par Gautheret en 1947, peut être entretenue indéfiniment sur un milieu gélosé ne renfermant que les éléments minéraux du liquide de Knop et du glucose (3 %). Il est toutefois possible d'accélérer

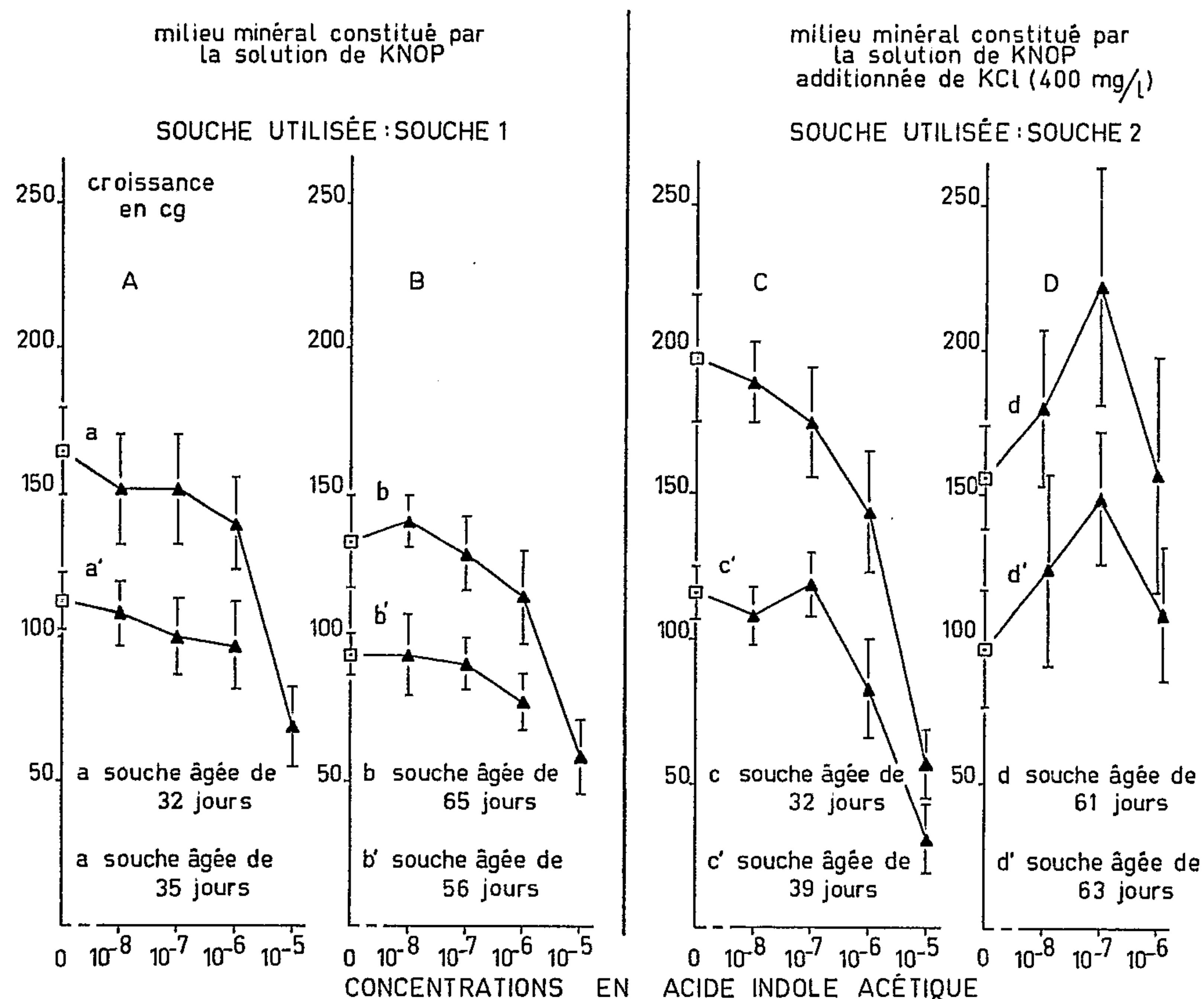


Fig. 1. — Action de l'acide indole acétique sur la croissance de deux souches de crown-gall de Scorsonère.

En A : les courbes *a* et *a'* représentent deux expériences réalisées à l'aide d'explantats prélevés dans des colonies de la souche 1 âgées d'un mois environ.

En B : les courbes *b* et *b'* représentent deux expériences réalisées à l'aide d'explantats prélevés dans des colonies de la souche 1 âgées de deux mois environ.

En C : les courbes *c* et *c'* représentent deux expériences réalisées à l'aide d'explantats prélevés dans des colonies de la souche 2 âgées d'un mois environ.

En D : Les courbes *d* et *d'* représentent deux expériences réalisées à l'aide d'explantats prélevés dans des colonies de la souche 2 âgées de deux mois environ.

Les points expérimentaux représentent la moyenne des poids frais finaux de 12 explantats.

Afin de vérifier si l'action stimulante de l'acide indole acétique observée dans certains cas est significative, nous avons déterminé les limites de variabilité des croissances, calculées par le test de Student-Fisher et évaluées pour la quasi-certitude de 95 %.

Ces huit expériences n'ont pas été réalisées simultanément et n'ont pas duré exactement le même temps. Leurs durées respectives sont de : 44, 45, 46, 42, 44, 48, 55 et 44 jours pour les courbes *a*, *a'*, *b*, *b'*, *c*, *c'*, *d*, *d'*.

la vitesse de son développement en augmentant la teneur de ce milieu en potassium, par exemple en lui ajoutant du chlorure de potassium (400 mg/l) ([3]). L'emploi d'un tel milieu nous a permis de noter l'appa-

rition sporadique d'une certaine sensibilité à l'égard de l'acide indole acétique.

Nous avons tenté de déterminer les conditions dans lesquelles cette sensibilité se manifeste. Des tissus de crown-gall de Scorsonère furent cultivés pendant plusieurs mois sur deux types de milieux : l'un ne renfermant que les éléments du liquide de Knop et du glucose, l'autre contenant les mêmes substances et du chlorure de potassium à la dose de 400 mg/l. Ayant ainsi obtenu deux souches : souche 1 (cultivée sur le milieu de Knop) et souche 2 (cultivée sur le milieu de Knop additionné de chlorure de potassium), nous avons procédé aux essais suivants :

Des fragments cubiques, pesant 125 mg environ, sont découpés dans des colonies jeunes et dans des colonies âgées de ces deux souches, puis ensemencés sur les deux types de milieux minéraux, les uns dépourvus d'auxine (milieux témoins), les autres renfermant de l'acide indole acétique à des concentrations comprises entre 10^{-8} et 10^{-5}. Au bout de quelques semaines (6 à 8 selon les expériences) les poids finaux moyens des colonies sont déterminés. La figure 1 rassemble les résultats de plusieurs expériences.

On constate, conformément aux résultats antérieurs de Gautheret, que sur les milieux ne renfermant que les sels de la solution de Knop, les colonies issues d'explantats découpés dans des souches jeunes (A) ou âgées (B) sont indifférentes à l'acide indole acétique. Sur des milieux enrichis en potassium, les colonies provenant d'explantats prélevés sur des souches jeunes (C) se comportent de la même manière; au contraire, celles issues de fragments de colonies âgées de deux mois environ (D) sont sensibles aux propriétés stimulantes de l'acide indole acétique ([4]).

Il apparaît donc nettement que l'action de l'acide indole acétique ne se manifeste que sur des colonies provenant d'explantats prélevés sur des souches âgées cultivées sur un milieu enrichi en potassium.

Ces phénomènes permettent de penser que les modifications du métabolisme des tissus ([5]) causées par la présence d'une forte teneur en potassium dans le milieu entraîneraient, par exemple, un fléchissement du pouvoir de synthèse de l'auxine, fléchissement qui se manifesterait en fin de culture. Les explantats prélevés sur des colonies âgées de la souche 2 auraient ainsi, lors de leur ensemencement, une teneur en auxine très faible et la reprise de leur prolifération serait plus difficile ([6]). Ces tissus deviendraient alors sensibles à un apport externe de substances de croissance.

En conclusion, la sensibilité des tissus de la souche de crown-gall de Scorsonère à l'auxine ne correspond pas à une réaction réellement physiologique de cette souche; elle indique un vieillissement plus rapide des tissus cultivés sur un milieu enrichi en potassium, vieillissement allant

de pair avec un abaissement probable de la teneur en facteurs de croissance synthétisés par le tissu.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) R. J. Gautheret, *C. R. Soc. Biol.*, 142, 1948, p. 774-775.

(2) Z. Kulescha, *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 292.

(3) Au cours de ses recherches sur la nutrition minérale, Heller a montré que la dose de potassium contenue dans le milieu de Gautheret est très inférieure à l'optimum, (*Ann. Sc. Nat. Bot.*, Thèse, 14, 1953).

(4) Dans ces dernières conditions, la variabilité des résultats est beaucoup plus considérable, ce qui semble indiquer un mauvais état de la souche.

(5) Une réaction à l'acide indole acétique a été également mise en évidence sur d'autres tissus tumoraux (tissus de crown-gall et de tumeur génétique) dont le métabolisme normal avait été troublé, soit par la chaleur (Rier et Henderson), soit par l'action de radiations ou d'anti-auxines (Klein et Vogel), soit enfin en maintenant les tissus en atmosphère confinée (Kehr et Smith). J. P. Rier et J. H. M. Henderson, *Plant Physiology*, 32, 1957, p. 494-497; R. M. Klein et H. H. Vogel, *Plant Physiology*, 31, 1956, p. 17-22; A. E. Kehr et H. H. Smith, *Abnormal and pathological plant growth*, *Brookhaven Symposia in Biology*, n° 6, 1953, p. 55-78.

(6) Pratiquement les souches de crown-gall de Scorsonère cultivées sur un milieu enrichi en potassium doivent être repiquées toutes les six semaines. Passé ce délai, la reprise de la croissance est irrégulière, puis incertaine. Ces souches âgées ne sauraient donc être utilisées pour réaliser des expériences valables.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Étude comparée de l'activité de la polyphénol-oxydase chez le Tabac sain et inoculé par une maladie à virus.* Note (*) de M. **Claude Martin**, présentée par M. Lucien Plantefol.

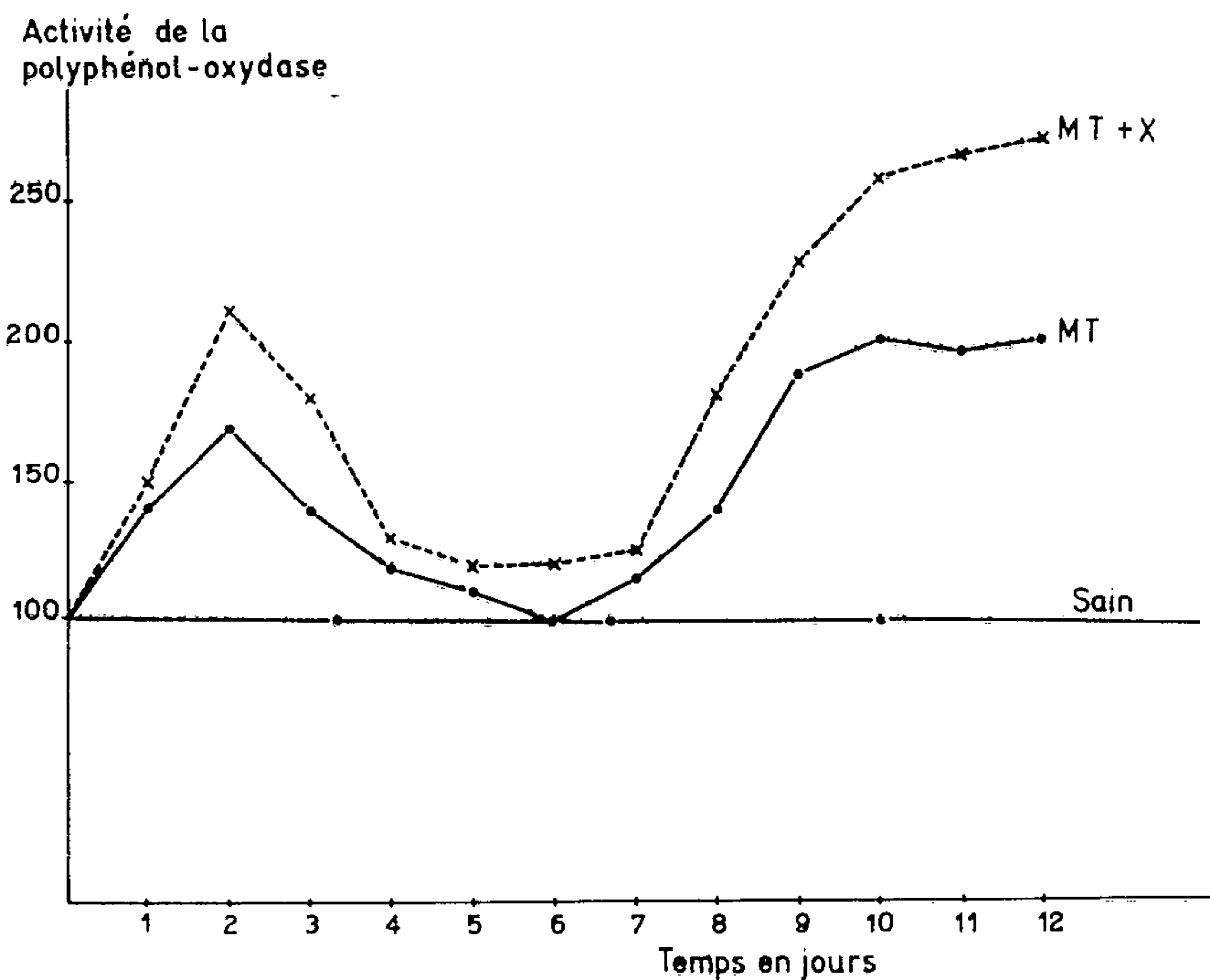
L'étude des oxydations accompagnant la synthèse du virus dans une plante a été abordée; le rôle de la polyphénol-oxydase a été plus particulièrement étudié. L'activité de cette enzyme présente deux maximums après l'inoculation du virus à la plante : après 48 à 72 h et lors de l'éclosion des symptômes. L'hypothèse d'une accumulation de composés phénoliques chez les plantes malades est émise.

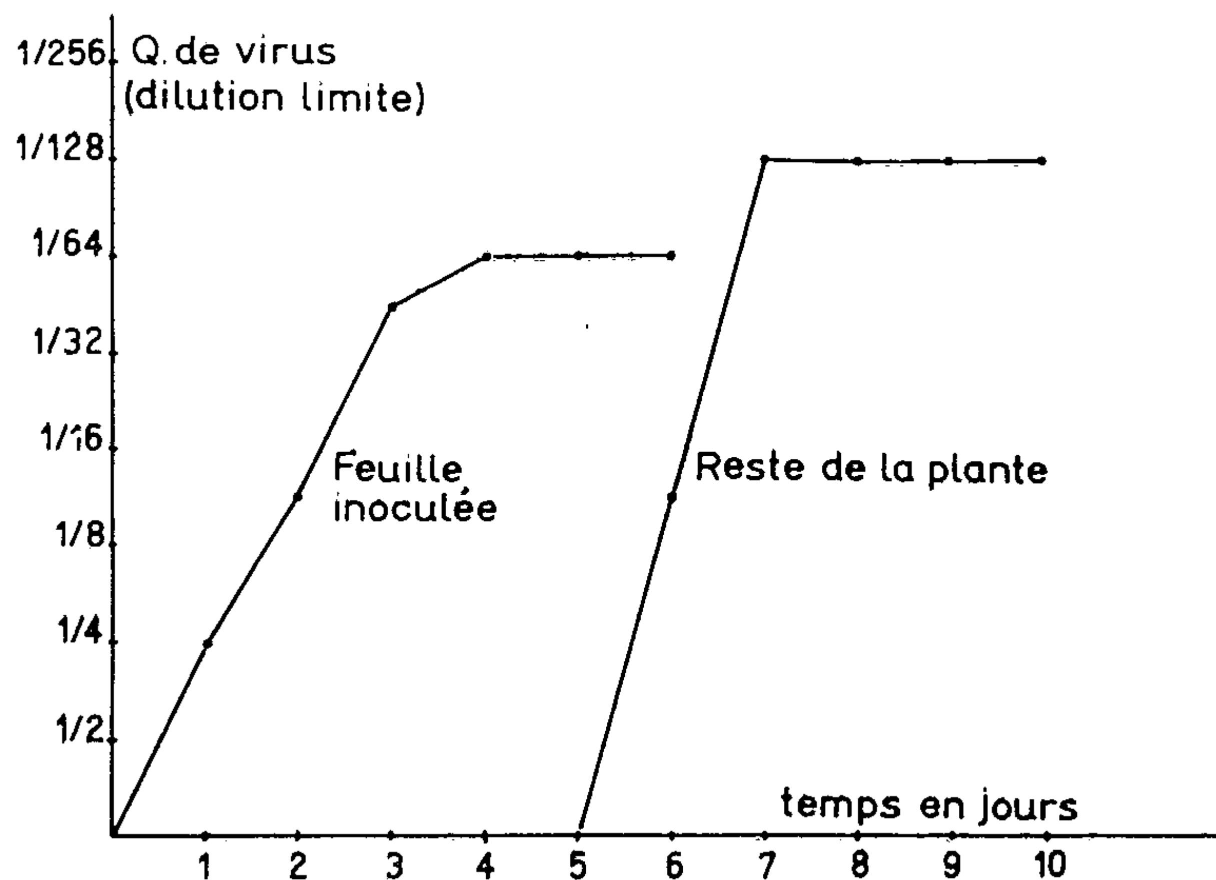
Dès la fin du siècle dernier Woods (1) signalait que le suc cellulaire chez le Tabac atteint de Mosaïque présentait une activité oxydasique supérieure à celui des plantes saines.

Il nomma oxygénase l'enzyme qui produisait ces oxydations sans en préciser la nature. Les résultats furent confirmés par différents auteurs, parmi lesquels il faut citer Chapmann (2) et Wynd (3). Ce dernier définit ainsi cette « oxygénase » : « L'oxygénase est l'enzyme catalysant l'oxydation de certaines substances polyphénoliques par la molécule d'oxygène, avec formation de quinone ». Il s'agit donc de l'enzyme qu'on désigne maintenant sous le terme de polyphénol-oxydase.

Après avoir vérifié ces résultats sur le Tabac atteint du virus de la

Mosaïque du Tabac, nous les avons étendus à cette plante inoculée par d'autres virus : virus X et virus Y de la Pomme de terre, et à d'autres plantes : Tomate et Dahlia hébergeant leurs virus respectifs.





Étude de l'activité de la polyphénol-oxydase chez le Tabac :

a. le graphique du haut montre l'activité de la polyphénol-oxydase chez les plantes malades en pourcentage de l'activité chez les plantes saines;

b. le graphique du bas montre la synthèse du virus chez les plantes inoculées.

MT, mosaïque du Tabac; MT + X, mosaïque du Tabac et virus X de la Pomme de terre.

Étant donné la généralité du phénomène, nous avons étudié, d'une façon plus approfondie, l'activité de cette enzyme en réalisant des mesures en fonction du temps, depuis le moment de l'inoculation jusqu'à l'éclosion des symptômes, stade auquel la généralisation du virus dans la plante est déjà presque terminée.

Pour cela, nous avons inoculé des Tabacs (*Nicotiana Tabacum* var. Samson), d'une part, avec le virus de la Mosaïque du Tabac seul et, d'autre part, avec un complexe de virus comprenant du virus de la Mosaïque du Tabac et du virus X de la Pomme de terre.

Les Tabacs choisis présentaient cinq à six feuilles développées et le virus était inoculé par frottement, à la première feuille adulte comptée à partir du sommet de la plante.

Toutes les 24 h à partir du moment de l'inoculation, nous prélevions une plante dans les deux catégories de Tabacs inoculés et une plante non inoculée servant de témoin. Ces plantes étaient pesées et broyées dans leur poids de tampon phosphate : 0,067 M. pH 7. Après filtration et centrifugation, nous déterminions l'activité de la polyphénol-oxydase de ces broyats en mesurant l'absorption d'oxygène, à l'appareil de Warburg, en présence de catéchol. Nous avons, d'autre part, déterminé sérologiquement la quantité de virus à la fois dans la feuille inoculée et dans le reste de la plante par la méthode de dilution-limite de P. Limasset et H. A. de Montgremier [4].

L'examen des résultats traduits par le graphique ci-contre, montre que l'activité de la polyphénol-oxydase présente chez les plantes malades deux maximums.

Un premier maximum s'observe pendant une période s'étalant de 24 à 72 h, après l'inoculation; l'activité de cette enzyme atteint, en effet, 168 % de celle des plantes saines, chez les Tabacs inoculés avec le seul virus de la Mosaïque du Tabac (M. T.) et 210 % de l'activité des plantes saines chez les plantes hébergeant le complexe de virus (M. T. + X). Cette activité diminue vers les cinquième et sixième jours où elle devient alors comparable à celles des plantes saines. Puis un deuxième maximum apparaît de 8 à 10 jours après l'inoculation; l'activité des jus de plantes malades est alors de 197 et 264 % de l'activité des plantes saines chez les Tabacs M. T., d'une part, et M. T. + X, d'autre part.

Or, si l'on suit parallèlement l'évolution de la quantité de virus, on s'aperçoit que les 72 premières heures correspondent à une synthèse abondante de virus dans la feuille inoculée, tandis qu'à partir du sixième jour a lieu la généralisation de la maladie et la multiplication du virus dans tout le reste de la plante.

Il nous est impossible pour le moment d'interpréter ce phénomène, mais un autre fait a retenu notre attention, au cours de ces essais; nous

avons en effet constaté à l'aide de l'appareil de Warburg que les jus provenant de plantes malades présentaient la propriété d'absorber des quantités relativement importantes d'oxygène en l'absence de catéchol, alors que les jus de plantes saines en absorbaient très peu.

Cette observation nous a amené à penser que les plantes malades devaient présenter une accumulation de polyphénols. Nous nous proposons d'étudier ce phénomène, en vue de vérifier cette hypothèse.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) A. F. Woods : *a. Centralb. F. Bakt. Parasitenkunde*, 5, 1899, p. 745; *b. Science*, 11, 1900, p. 17; *c. U. S. Dept. Agr. Bur. Plant. Ind. Bull.*, 18, 1902, p. 1.

(2) G. H. Chapmann, *Mars Agric. Exp. Station*, n° 31, 1913, p. 41.

(3) F. L. Wynd : *a. Bot. Rev.*, 9, 1943, p. 395; *b. Plant. Physiol.*, 18, 1943, p. 90.

(4) P. Limasset et H. A. de Montgremier, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 1176.

(Station centrale de Pathologie végétale, C. N. R. A., Versailles).

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les variations annuelles des acides organiques du Pêcher.* Note (*) de M. **Alain Schneider**, présentée par M. Raoul Combes.

Les acides malique, citrique et quinique représentent au moins 90 % des acides organiques du Pêcher, dont les variations sont caractéristiques des différentes périodes d'activité de l'arbre. La proportion d'acide malique est faible dans les organes jeunes, tandis que celle de l'acide quinique est maximum. Les variations de l'acide citrique diffèrent suivant les organes.

Les acides organiques du Pêcher sont surtout connus dans les fruits (1), (2). Trois principaux acides y ont été signalés : quinique, malique et citrique, qui représentent environ 90 % de l'ensemble. Nous avons évalué, par chromatographie, qu'ils se trouvent au moins dans la même proportion dans les organes que nous avons étudiés : bourgeons, pousses feuillées, branches. Nous avons identifié, en outre, les acides suivants : oxalique, glycolique, lactique, malonique, succinique, fumarique, citramalique, pyroglutamique, shikimique.

Cette étude a été faite sur un arbre issu de semis, mûrissant ses fruits au mois de septembre, et poussant sous le climat de Toulouse. Il n'est pas impossible que des différences qualitatives ou quantitatives existent entre différentes variétés.

Au cours de l'année, l'activité végétative de l'arbre se manifeste différemment suivant les époques : à la fin de l'hiver, les bourgeons éclatent, puis ils se développent en formant des pousses feuillées, dans lesquelles nous distinguons l'apex (ensemble des jeunes feuilles repliées), la tige et les feuilles; au début de l'été, la croissance se ralentit, puis cesse, l'apex ne proliférant plus.

Il est intéressant de suivre les variations des acides malique, citrique et quinique au cours de ces trois périodes. Lorsque la croissance est active, l'acide quinique l'emporte partout sur les deux autres. Il prédomine surtout dans les organes jeunes, tandis que le malique y est peu abondant, cette opposition étant d'autant plus accusée que la croissance progresse davantage. L'acide citrique évolue différemment dans les feuilles et dans les tiges : sa proportion est particulièrement faible dans celles-ci où il est l'acide le moins abondant des trois; il dépasse l'acide malique dans les apex et les jeunes feuilles.

Lorsque la croissance cesse, il n'y a plus que des organes vieillissants; l'évolution de l'acide malique et de l'acide quinique, amorcée dans les organes les premiers formés, se poursuit. La proportion d'acide malique augmente à peu près parallèlement dans les tiges et dans les feuilles; celle de l'acide quinique diminue, mais beaucoup plus rapidement dans les tiges. La proportion d'acide citrique continue à diminuer dans les feuilles; elle augmente au contraire beaucoup dans les tiges. Dans les bourgeons axillaires, les variations sont les mêmes que dans ces dernières.

Pendant le repos végétatif, l'évolution n'est pas continue; dans un premier temps, l'acide citrique diminue, tandis que l'acide malique augmente, et ceci, plus dans les tiges que dans les bourgeons; l'acide quinique varie peu. Très tôt au cours de l'hiver; les bourgeons commencent à se gonfler, et les variations de l'acide citrique et de l'acide malique s'inversent. Le rythme de la végétation se traduit également par des variations de la quantité totale d'acides organiques; celle-ci augmente dans l'ensemble de l'arbre tant que la végétation est active; elle se stabilise ensuite dans les feuilles, mais décroît dans les rameaux. Pendant le repos de la végétation, les bourgeons s'appauvrissent en acides.

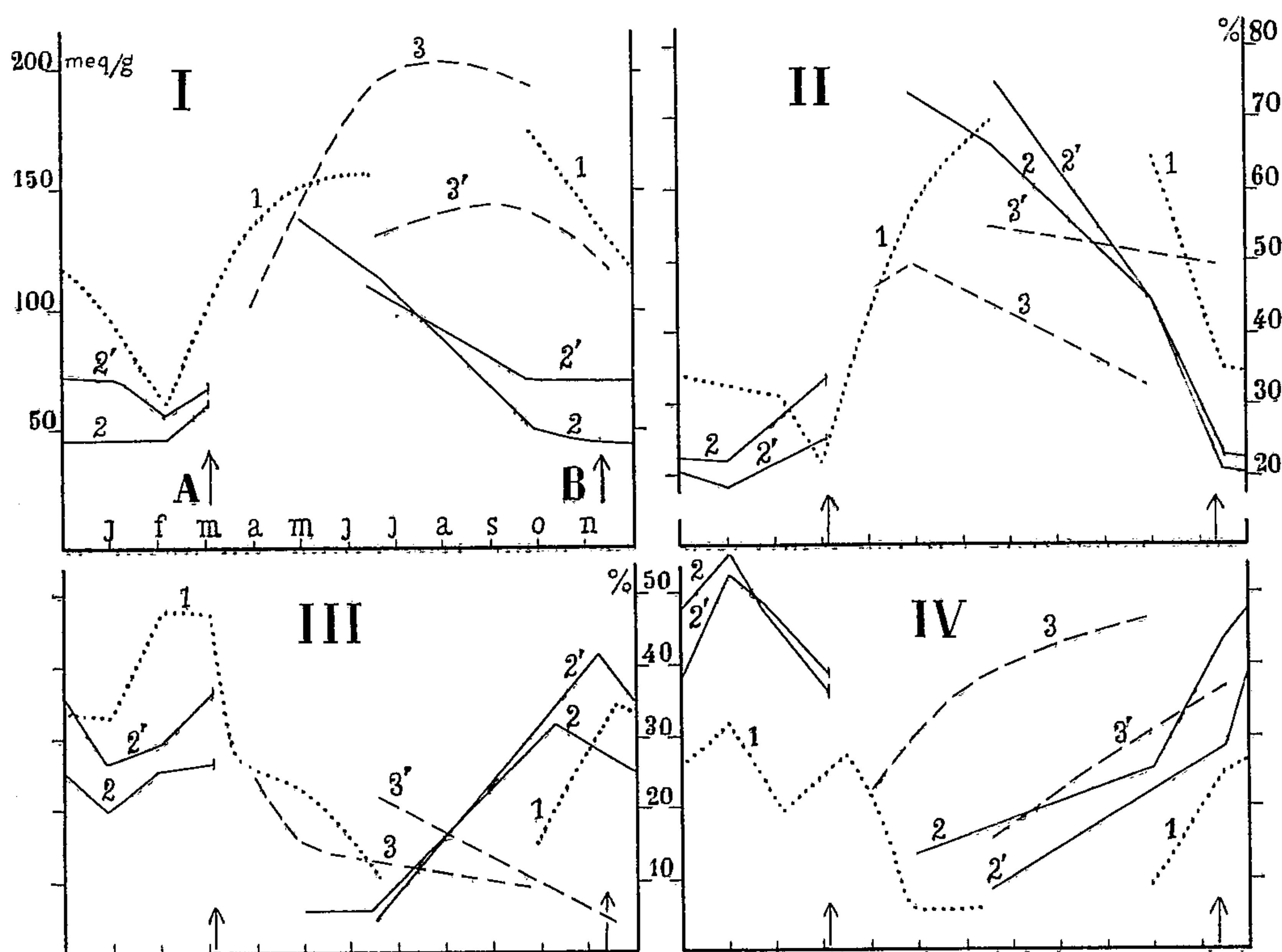
La comparaison de la courbe I avec les courbes II, III et IV, montre que l'acide quinique joue un rôle prépondérant dans les variations de la quantité totale d'acides, dans les tiges, les apex et les bourgeons axillaires, pendant la végétation et qu'il varie beaucoup plus dans ces organes que dans les feuilles.

Nous pouvons penser que la rapide diminution de cet acide, dans les bourgeons axillaires et les tiges, pendant la deuxième partie de la végétation, lorsque la croissance cesse, est due, en partie, à un intense besoin de la plante en cet acide, pendant cette importante période de sa vie, où les bourgeons se différencient, et où les réserves s'accumulent dans les tiges (aoûtement). Il est possible, en particulier, qu'il soit utilisé pour la formation de la lignine, par l'intermédiaire de l'acide shikimique [3].

Dans les organes jeunes ou en voie de croissance, la proportion d'acide malique diminue ou reste faible; l'abondance des synthèses peut, sans doute, expliquer ce fait; de plus sa formation, par l'intermédiaire du

cycle citrique, est peut-être freinée par l'acide malonique, considéré comme un inhibiteur de ce cycle, et qui se trouve à un taux plus élevé dans ces organes. L'augmentation de la proportion de l'acide malique dans les organes vieillissants a déjà été signalée chez les plantes annuelles ([4]).

La comparaison des courbes I et III montre que la quantité d'acide



I : Variations des acides totaux en milliéquivalents par gramme de poids frais, de décembre à décembre. Variations, en pourcentage du poids total d'acides, des acides quinique (II), citrique (III) et malique (IV).

Les courbes en pointillé représentent les variations dans les bourgeons à bois et les apex (1); les courbes en tirets, dans les moitiés inférieures (2) et supérieures (2') des tiges des pousses feuillées; les courbes en trait continu, dans les feuilles portées par la base (3) et par la moitié supérieure (3') des pousses. Les flèches indiquent l'époque de l'éclatement des bourgeons (A) et de la chute des feuilles (B).

Ces graphiques s'appuient, chacun, sur une trentaine de valeurs obtenues, pour le premier, par dosages potentiométriques; pour les trois autres, par évaluations sur chromatogrammes.

citrique est relativement stable pendant la végétation, dans les apex, les bourgeons et les tiges; les variations de ses proportions sont en grande partie dues à celles, inverses, de l'acide quinique. Dans les vieilles feuilles et, pendant le repos végétatif, dans les bourgeons et les tiges, il diminue, tandis que l'activité respiratoire est moins intense.

D'autres acides sont présents dans le Pêcher, qui n'ont pas encore été identifiés avec certitude; ils n'apparaissent qu'à certaines époques de l'année.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) E. F. L. J. Anet et T. M. Reynolds, *Austral. J. Chem.*, 3, 1950, p. 267-275.

(2) E. Peynaud, *Ann. Agr.*, série A, 1950, p. 774.

(3) W. J. Schubert et F. F. Nord, *Indust. Eng. Chem.*, 49, n° 9, part. I, 1957, p. 1387.

(4) J. Carles, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 39, n°s 9-10, 1957, p. 1177-1182.

(Laboratoire de Physiologie végétale de l'Institut catholique, et Laboratoire de Botanique appliquée de la Faculté des Sciences, Toulouse.)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la silice du grain de blé.* Note (*) de Mlle **Liliane Delmas**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Les relations du métabolisme de la silice de constitution (1) et de celui du phosphore ont été souvent mises en évidence chez les êtres vivants. Il a été montré, par exemple, que le silicium peut subvenir à une déficience en phosphore (2).

Dans le règne végétal, il est établi que la teneur élevée en SiO_2 des organes végétatifs du blé contraste avec celle, très faible, du grain alors que celui-ci, au contraire, accumule la majeure partie du P_2O_5 absorbé par la plante.

Nous avons étudié l'évolution de ces deux éléments dans les limbes des deux dernières feuilles, les glumes et le grain au cours de la formation de celui-ci. Ces différents organes ont été prélevés sur des plantes cultivées dans des conditions de végétation naturelles et nettement différenciées (champ d'expériences de la Station Agronomique de Grignon) : huit jours après la fécondation (stade I), puis au stade du grain laiteux (stade II) et à la maturité (stade III).

Tableau I.

(Milligrammes par gramme de matière sèche.)

	Apports à la végétation.	Depuis	Stades I.	II.	III.
SiO_2 totale..........	N. P. K.	1902	0,39	0,16	0,07
	N. K.	1929	0,40	0,14	0,09
	N. P.	1929	0,43	0,15	0,09
	Aucun	1902	0,49	0,16	0,10
	Fumier	1929	0,33	0,21	0,08
	P. K.	1929	0,40	0,14	0,11
P_2O_5 total..........	N. P. K.	1902	10,8	9,0	10,0
	N. K.	1929	9,3	7,9	7,9
	N. P.	1929	10,6	9,4	9,6
	Aucun	1902	11,7	9,0	9,5
	Fumier	1929	10,6	9,0	9,9
	P. K.	1929	11,0	9,0	10,2

Nous avons dosé d'une part SiO_2 et P_2O_5 totaux, d'autre part les formes « mobiles » de ces deux éléments : dans ce but, l'extraction du matériel végétal frais a été effectuée, pendant 20 h, par l'acide trichloracétique à 10 % à 0C°.

L'ensemble des résultats obtenus sera présenté ultérieurement.

Ceux concernant le grain permettent les principales conclusions suivantes :

1° A chaque stade considéré, les taux de SiO_2 totale varient peu entre eux et ceux en III révèlent, pour la silice, la constance relative de la composition du grain mûr en fonction des éléments apportés à la végétation. Seuls les taux du grain provenant d'une parcelle recevant exclusivement du fumier font apparaître une évolution particulière.

Comparée à celle du phosphore, l'absorption de la silice par le grain au cours de sa formation est différente : une diminution de 77 % en moyenne est observée de I à III pour SiO_2 alors qu'elle n'est que de 11 % pour P_2O_5 (ceci malgré l'accumulation des composés glucidiques).

2° Nous avons recherché si, après minéralisation, nos extraits acido-solubles contenaient de la silice : nous avons ainsi pu mettre en évidence une forme « circulante » [1] de celle-ci extraite dans des proportions rigoureusement reproductibles sur deux prises d'essai différentes. Les valeurs groupées obtenues à chaque stade (I : 0,14 à 0,17; II : 0,02 à 0,04 mg par gramme de matière sèche) permettent de considérer une fraction acido-soluble de la silice du grain, présentant un métabolisme caractérisé. En effet, cette silice « mobile » est utilisée progressivement pour la constitution du grain : environ 38 % de la silice totale sont extraits en I par l'acide trichloracétique (1 % dans les feuilles et glumes) alors que seules des traces peuvent être décelées à la maturité.

L'étude simultanée des formes phosphorées acido-solubles révèle par ailleurs l'étroite similitude des évolutions respectives du P_2O_5 minéral et de la silice mobile, illustrant de ce fait l'analogie du métabolisme de ces deux formes de migration dans l'élaboration des constituants du grain. Cette similitude est vérifiée jusque dans la position relative des différentes courbes traduisant ces deux évolutions. Quelques valeurs sont données pour exemples :

4° La présence bien établie de silice mobile participant à la formation du grain engage à considérer d'autre part la silice non acido-soluble. La représentation graphique des valeurs obtenues fait apparaître sinon une analogie stricte avec celle des formes phosphorées non acido-solubles, cependant une allure générale très semblable. Considérées dans un grain et non plus par gramme de matière sèche, seules parmi les fractions de la silice étudiées, les formes « fixes » augmentent de I à III dans tous les cas, exemple : « N. P. K. », + 16 %; « N. P. », + 2 %; « N. K. », + 42 %; « P. K. », + 77 %. Ce gain en SiO_2 fixe incite à considérer comme non

fortuitement présente la faible teneur en cet élément du grain à la maturité. Il convient de remarquer que les grains récoltés sur parcelles recevant azote et phosphore (« N. P. K. » et « N. P. ») constituent dès le stade I leur réserve en silice non acido-soluble.

5° Dans le but d'élucider le métabolisme de la silice, il est intéressant d'étudier l'influence sur celui-ci des différents déséquilibres nutritifs envisagés ([3]).

Ainsi dans le grain « N. K. » dont les taux de P_2O_5 total et acido-solubles révèlent nettement le défaut d'apport de phosphore, aucune relation d'ordre quantitatif ne peut être établie entre les fractions phosphorées étudiées et celles de la silice. Ceci apparaît dans les tableaux I et II; par ailleurs, la synthèse relativement importante de composés phosphorés non acido-solubles dans ce grain n'est pas associée à des valeurs excédentaires de silice fixe, exemple en II : SiO_2 : « N. P. K. », 0,13; « N. K. », 0,11; « P. K. », 0,10; P_2O_5 : « N. P. K. », 1,9; « N. K. », 2,9; « P. K. », 1,6 mg par gramme de matière sèche.

TABLEAU II.

(Milligrammes par gramme de matière sèche.)

	SiO_2 totale acido-soluble.			P_2O_5 minéral acido-soluble.			P_2O_5 total acido-soluble		
Grains...	N. P. K.	N. K.	P. K.	N. P. K.	N. K.	P. K.	N. P. K.	N. K.	P. K.
Stade I........	0,14	0,15	0,16	4,40	3,10	4,45	7,70	5,90	7,75
» II.......	0,03	0,03	0,04	1,50	0,97	1,56	7,10	5,00	7,40
» III......	Traces			0,36	0,17	0,43	7,35	6,10	8,40

Par contre, la déficience en azote (grain « P. K. » en particulier) entraîne les proportions les plus élevées non seulement de formes phosphorées mobiles, mais aussi de silice acido-soluble : l'intégration de ces formes de transport dans les constituants du grain s'avère alors plus difficile, ce que reflètent les valeurs des fractions fixes précitées.

Ces deux états de la silice étant mis en évidence, deux problèmes se présentent notamment : celui de la participation de la silice du grain à l'élaboration de la plantule et dans ce cas, celui de la réversibilité de ces deux états.

Les cultures que nous avons entreprises en milieu dépourvu de SiO_2 nous ont permis de trouver seulement de faibles quantités de silice dans la plantule quatre jours après le début de la germination : 0,04 mg par gramme de matière sèche, soit dans une plantule : 0,27 μg de SiO_2 (provenant vraisemblablement de celle de l'amidon du grain). Par contre, après trois semaines de culture, nous en avons trouvé 0,07 mg, soit 1 μg dans une plantule et mis en évidence un appauvrissement équivalent du grain.

Nos études actuelles devront montrer, en particulier, si la silice ainsi mobilisée, beaucoup plus lentement que le phosphore d'ailleurs, migre à l'état de silice acido-soluble.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) E. KAHANE, *Bull. Soc. Philomath.*, 116, 1933, p. 27.

(2) *Voir* L. ROTHBUHR et F. SCOTT, *Biochem. J.*, 65, 1957, p. 241 et bibliographie.

(3) M. COPPENET, G. DUCET, J. GUÉRILLOT et E. KAHANE, *Ann. Agr.*, 17, 1947, p. 564.

(*Laboratoire de Chimie, École nationale d'Agriculture de Grignon, Seine-et-Oise.*)

CHIMIE AGRICOLE. — *Influence de la nutrition azotée sur les propriétés d'échange des racines.* Note (*) de Mme **DENISE BLANC**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

L'influence de la nutrition azotée sur les propriétés d'échange des racines était pressentie, en 1954, par Welch, Wallace et Mueller (1) dans une étude sur l'absorption par le végétal, d'ions introduits dans le milieu de culture sous forme adsorbée. En 1955, Wander (2), Cahoon et Crummett (3), et en 1956 Smith et Wallace (4) signalent une action possible de la nutrition azotée sur la capacité d'échange des racines, mais les résultats obtenus varient avec les formes d'azote et les espèces utilisées. Seuls Mc Lean, Adams et Franklin (5) ont mis en évidence une corrélation positive entre la capacité d'échange et la teneur en azote des racines d'une vingtaine d'espèces cultivées sur sable et alimentées par la solution de Hoagland diluée au 1/5e.

L'intérêt particulier qu'une telle observation présente pour la connaissance des caractéristiques des échanges ioniques au niveau des surfaces radiculaires, nous a incitée à reprendre l'étude du facteur azote de la racine dans ses rapports avec ses propriétés adsorbantes.

C'est ainsi que nous avons adjoint aux capacités de saturation déterminées selon la méthode indiquée dans un de nos précédents Mémoires (6), la teneur en azote organique total (méthode Kjeldahl) du matériel végétal à l'étude.

Ce matériel, obtenu dans des conditions identiques de milieu et d'alimentation, nous assure par sa grande diversité, une gamme étalée de capacités d'échange. Un nombre important de déterminations effectuées sur des racines de plusieurs porte-greffes de *Vitis vinifera* L., de divers clônes de *Pyrus cydonia* L., et de différentes graminées (*Phleum pratense* L., *Dactylis glomerata* L. et *Lolium perenne* L.) ne nous a pas permis de confirmer les résultats obtenus par Mc Lean et ses collaborateurs, que nous

nous adressions à des espèces différentes ou à différentes variétés d'une même espèce.

Dans une autre série d'expériences, nous avons fait varier le taux d'azote des racines étudiées, en agissant sur la composition des solutions nutritives alimentant les plantes. Ces essais ont porté sur *Phleum pratense* L., *Dactylis glomerata* L. et *Lolium perenne* L. Chacune de ces espèces a été soumise à des traitements différent par la teneur en azote nitrique des solutions nutritives, qui était respectivement de 1,5 et 10 méquiv/l. A la récolte les racines ont été soumises aux mêmes déterminations que dans l'essai précédent, à savoir : déterminations simultanées de la capacité de saturation en calcium et de leur teneur en azote total. Les résultats sont groupés dans le tableau suivant :

Teneur en azote de la solution nutritive (méquiv/l).	*Phleum pratense* L.		*Dactylis glomerata* L.		*Lolium perenne* L.	
	N (%).	C. E. (méquiv/ 100 g m.s.).	N (%).	C. E. (méquiv/ 100 g m.s.).	N (%).	C. E. (méquiv/ 100 g m.s.).
1	1,54	28,4	1,42	47,2	1,24	38,0
5	1,93	31,3	1,91	57,8	1,52	43,6
10	2,34	39,8	2,38	53,7	2,50	47,6

L'examen de ce tableau confirme l'absence de corrélation entre la teneur en azote total et la capacité de saturation d'espèces différentes. Il met, par contre, en évidence que, *pour une espèce donnée*, la teneur en azote organique des racines et leur capacité d'échange augmentent avec la teneur en azote de la solution nutritive.

Toutefois, l'examen des racines développées sur des milieux de richesse en azote nitrique variable, met en évidence une action très nette de la nutrition azotée sur la morphologie de la racine. En effet, en milieu carencé en azote minéral, le végétal développe un système radiculaire abondant et épais. Quand la concentration en nitrates du milieu augmente, les racines deviennent de plus en plus fines, de sorte que, pour un poids donné de racines, la surface radiculaire augmente. La capacité d'échange étant directement liée à cette surface, l'action de l'azote se traduit donc, effectivement, par une augmentation de la capacité d'échange. C'est donc, au moins en partie, par une action indirecte sur la morphologie de la racine, que l'azote est susceptible de modifier ses propriétés d'échange. Cette action peut entraîner des modifications sensibles dans l'absorption ultérieure des cations, dans l'équilibre divalents-monovalents du végétal, et intervenir dans les compétitions ioniques entre espèces.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) WELCH, WALLACE et MUELLER, *Soil Sc. Soc. Amer. Proc.*, 18, 1954, p. 137.

(2) WANDER, *Soil Sc. Soc. Amer. Proc.*, 15, 1955, p. 101-107.
(3) CAHOON et CRUMMETT, *Amer. Soc. Hort. Sc.*, 66, 1955, p. 364.
(4) SMITH et WALLACE, *Soil Sc.*, 82, 1956, p. 163.
(5) MC LEAN, ADAMS et FRANKLIN, *Soil Sc. Soc. Amer. Proc.*, 1956, p. 345.
(6) D. BLANC, *Ann. Agron.*, 1955, p. 616-683.

[*Centre de recherches Agronomiques de Provence (I.N.R.A.), Antibes.*]

ZOOLOGIE. — *Données sur le développement post-embryonnaire du Diplopode* Tachypodoiulus albipes *C. L. Koch.* Note (*) de M. **François Sahli**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Ces données concernent les formules segmentaires prédominantes de *Tachypodoiulus albipes*, l'amplitude des variations, le nombre des stades, le fonctionnement de la zone de croissance et la périodomorphose; mise en évidence de plusieurs mécanismes, facteurs de la variabilité du nombre des segments apodes et par là du nombre total des segments.

Nos connaissances sur les phénomènes d'anamorphose chez les Diplopodes Iulides sont peu nombreuses. Nous avons entrepris l'étude du développement post-embryonnaire de quelques espèces et nous nous proposons d'exposer ici des données concernant *Tachypodoiulus albipes* C. L. Koch.

Nos observations ont porté sur plus d'un millier d'Iules récoltés en Sarre [Sahli (1)] et sur quelques centaines d'exemplaires provenant des Hautes-Pyrénées (en Bigorre, dans les montagnes avoisinant le lac d'Orédon, à une altitude de 2 000 à 2 500 m). Les formules segmentaires des *T. albipes* examinés diffèrent notablement suivant l'une ou l'autre région. Nous envisagerons ici les résultats concernant les animaux pyrénéens.

Comme c'est le cas chez certains Diplopodes Opisthospermophores, le développement comporte, à chaque stade, une formule segmentaire prédominante [*cf.* à ce sujet nos observations (2) sur le développement post-embryonnaire de *Cylindroiulus silvarum* Meinert]; pour les stades 8, 9, 10, 11, 12 et 13 les formules segmentaires prédominantes sont respectivement les suivantes pour *Tachypodoiulus albipes* :

$$\frac{45}{6},\ \frac{49}{5},\ \frac{52}{4},\ \frac{54}{3},\ \frac{56}{3},\ \frac{57}{2}.$$

Nous admettons conventionnellement que la formule segmentaire est représentée par une fraction dont le numérateur exprime le nombre total des segments (collum + tous les segments pédifères + tous les segments terminaux apodes) et le dénominateur le nombre des segments terminaux apodes. Les valeurs trouvées diffèrent légèrement de celles signalées par Brolemann (3) pour les sujets provenant du Cirque de Gavarnie.

Il est de plus particulièrement instructif de considérer les « formules-limites normales » pour les mêmes stades. Nous entendons par formule-limite normale pour un stade donné un rapport où nous mettons en numérateur le plus petit et le plus grand nombre de segments du corps observés chez les individus possédant le nombre de segments apodes prédominant de ce stade et en dénominateur le nombre de segments apodes. Nous aurons ainsi pour les stades envisagés les valeurs suivantes :

$$\frac{41-49}{6},\quad \frac{45-53}{5},\quad \frac{48-56}{4},\quad \frac{50-58}{3},\quad \frac{52-60}{3},\quad \frac{53-61}{2}.$$

L'amplitude de variation pour un stade donné est ainsi de l'ordre de 8. Considérées d'une manière globale, les variations du nombre des segments du corps peuvent paraître fortes puisqu'elles s'échelonnent pour les mâles adultes entre 44 et 70, soit sur une différence d'au moins 26 unités (en effet, pour des mâles adultes provenant du chaos de Coumély près de Gavarnie à 1 200 m d'altitude, les variations sont encore plus fortes de 40 à 70, soit 30); mais ceci n'a rien de surprenant étant donné la grande différence d'âge des deux extrêmes.

Les *T. albipes* pyrénéens passent par un nombre élevé de stades, soit par exemple 15 à la limite inférieure pour la formule 55/2 et 24 à la supérieure pour 72/2, ce qui correspond à des âges approximatifs de 5 à 9 ans.

Tout comme le nombre total des segments du corps, celui des segments apodes est sujet lui aussi à des variations à un stade donné; nous avons relevé les chiffres suivants : stade 9 : 6-5-4-3; stade 10 : 5-4-3-2; stade 11 : 4-3-2-1; stade 12 : 3-2-1; stade 13 et suivants : 2-1. Cette variabilité peut naturellement avoir une répercussion sur le numérateur des formules-limites normales : ainsi quand un individu à formule-limite inférieure ou supérieure acquiert au stade suivant un nombre de segments apodes respectivement au-dessous ou au-dessus du nombre prédominant d'apodes.

De nombreux élevages individuels nous ont montré que, lors du passage d'un stade au suivant la totalité des segments apodes se transforme en segments pédifères. Le facteur de diversification d'une mue à une autre est uniquement le nombre de segments apodes néoformés. La variabilité du nombre total des segments du corps n'est fonction que de celle des apodes dont elle tire son origine.

Le mode fondamental du développement consiste d'abord en une diversification au cours des premiers stades due au nombre variable de segments apodes néoformés, puis en une stabilisation de la variabilité acquise; dans la grande majorité des cas, cette dernière ne s'amplifie plus et reste ainsi dans les bornes de ce que nous appelons les formules-limites normales.

La variabilité dans son ensemble n'est cependant pas le fait d'un seul

processus : il y a lieu de tenir compte d'autres mécanismes :

— l'aptitude de certains individus à former un nombre élevé de segments apodes (c'est-à-dire supérieur au nombre prédominant) se conserve parfois pendant plusieurs stades; nous citerons à l'appui le cas d'un sujet 50/6 du stade 9 répondant au stade suivant à la formule 54/5;

— contrairement au mécanisme précédent, le développement peut comporter des phénomènes de normalisation : un individu dont le nombre de segments apodes est à un stade donné supérieur au nombre prédominant peut à la mue suivante acquérir le nombre normal (par exemple, 50/6 du stade 9 donnant 53/4 ou 53/5 du stade 10 donnant 55/3);

— signalons enfin chez certains sujets une diminution brusque de la faculté de former de nouveaux segments apodes si bien que leur nombre devient inférieur au nombre prédominant; c'est ainsi que nous avons observé entre autres les successions : stade 9-10 : 52/6-53/2; 49/5-51/3; stade 10-11 : 51/4-52/2; stade 11-12 : 55/4-56/2.

En ce qui concerne la périodomorphose, nos observations sur le cycle des *T. albipes* sarrois concordent avec celles de Verhoeff ([4]). Les exemplaires pyrénéens se caractérisent par contre par une succession différente : remarquable est l'intercalation entre les stades adultes de deux, voire de trois états intermédiaires consécutifs. Une étude comparative des caractères sexuels somatiques du point de vue morphologique et histologique est en cours.

(*) Séance du 24 mars 1958.

([1]) *Ann. Univ. Saraviensis*, *Sc.*, 4, 1955, p. 357-366.

([2]) *Ann. Univ. Saraviensis*, *Sc.*, 4, 1955, p. 151-165.

([3]) *Bull. Soc. Hist. Nat. Toulouse*, 56, 1927, p. 531-548.

([4]) *Bronn's Kl. u. Ord. d. Tier-Reichs*, Leipzig, 5, 2, 1928-1932, p. 1-2084.

CYTOLOGIE. — *Réseau canaliculaire dans les myonèmes endoplasmiques de quelques Ciliés.* Note (*) de MM. **Emmanuel Fauré-Frémiet** et **Charles Rouiller**, présentée par M. Maurice Caullery.

La substance contractile des myonèmes du Cilié *Ophrydium versatile* est infiltrée par un réseau canaliculaire dépendant du reticulum endoplasmique.

Examinant au microscope électronique les sections ultra-fines de différents muscles striés : somites de larves d'Amblystomes, muscles squelettiques et myocarde de Rats, Porter et Palade ([1]) observent, autour de chaque sarcomère, un réseau plus ou moins compliqué de canalicules et de vésicules, connecté, dans sa région moyenne, avec d'autres canalicules présents dans le sarcoplasme. Il apparaît ainsi que les réseaux proprement

sarcomériens font partie d'un système lacunaire plus important décrit par les mêmes auteurs, sous le nom de « reticulum endoplasmique » dans nombre de cellules. Les canalicules et les vésicules constituant ce système sont délimités, dans le muscle, par des membranes lisses.

Porter et Palade supposent que ce reticulum et ses terminaisons péri-sarcomériennes peuvent assurer les échanges bio-chimiques, grâce à la continuité de leur contenu liquide, et qu'ils peuvent, d'autre part, transmettre des excitations, grâce à la continuité des membranes limitantes et aux effets de dépolarisation provoqués à leur niveau. Cette dernière hypothèse est également envisagée par Moore et Ruska [2].

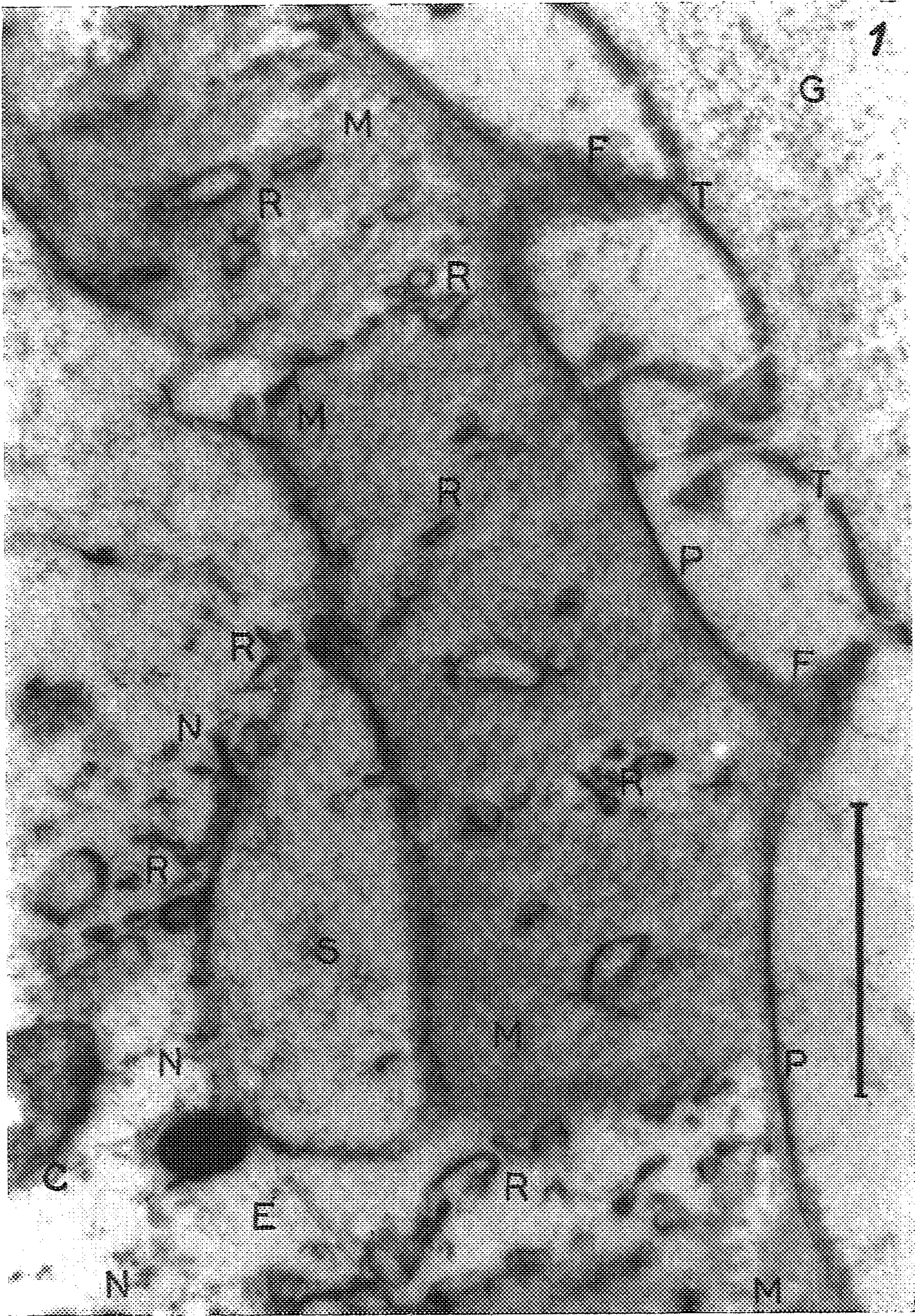
Nous avons constaté la présence, dans les fibres myoïdes de quelques Ciliés, de structures canaliculaires qui semblent comparables par leur nature, sinon par leur disposition, à celle des muscles striés.

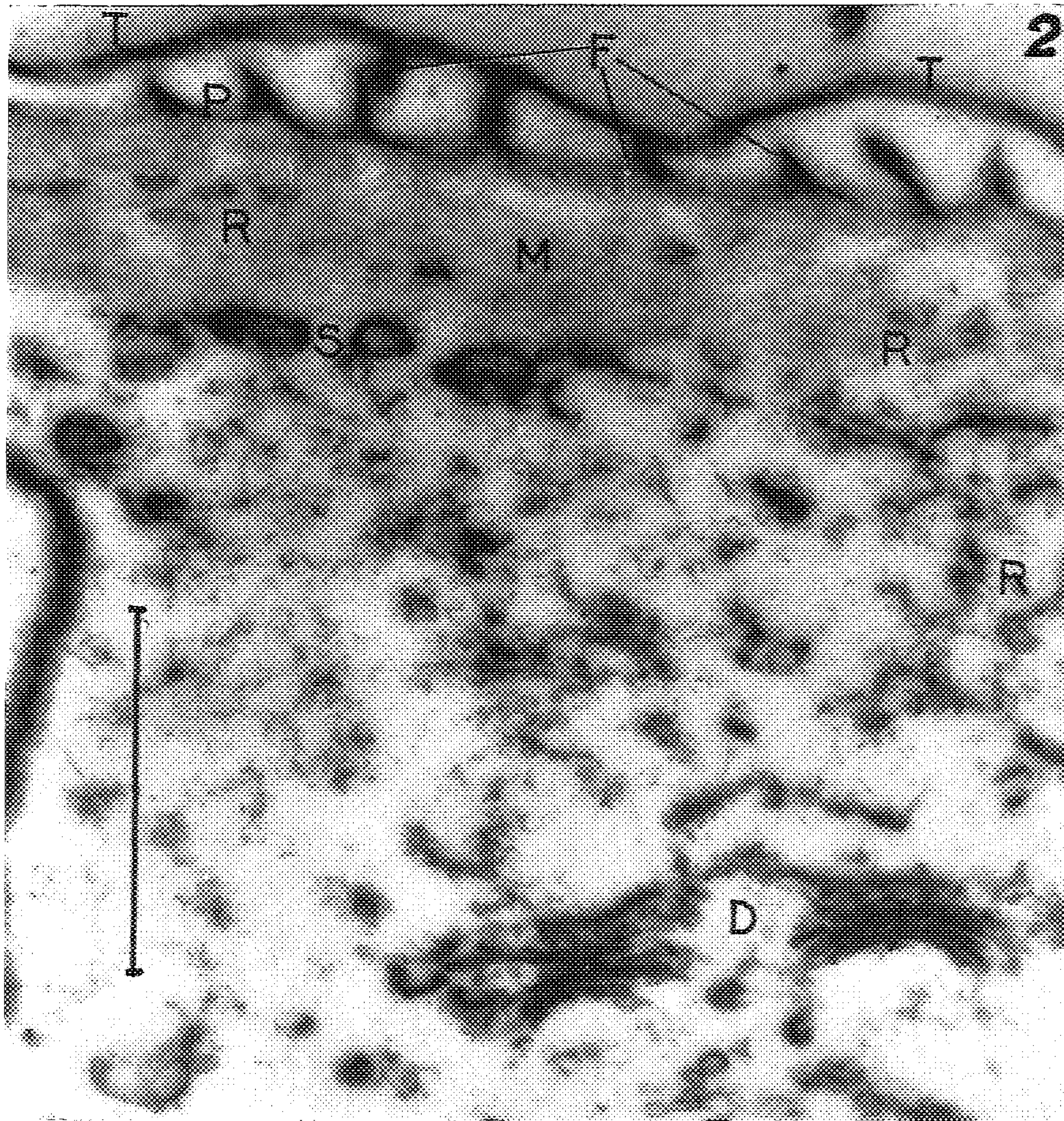
On reconnaît, chez les Ciliés, deux types de fibres contractiles, ou myoïdes [Fauré-Frémiet et Rouiller [3], [4]]; ce sont : 1° les myonèmes ectoplasmiques, en rapport avec l'infraciliature, et montrant une structure feuilletée très caractéristique; 2° des fibres myoïdes endoplasmiques accusant une structure plus ou moins trabéculaire, et une texture dense mais peu définie. Parmi les Ciliés péritriches, *Ophrydium versatile* nous a donné, plus récemment, des images intéressantes concernant les myonèmes endoplasmiques bien différenciés. Le matériel a été fixé au mélange chromoosmique, inclus, après déshydratation, au méthacrylate de butyle.

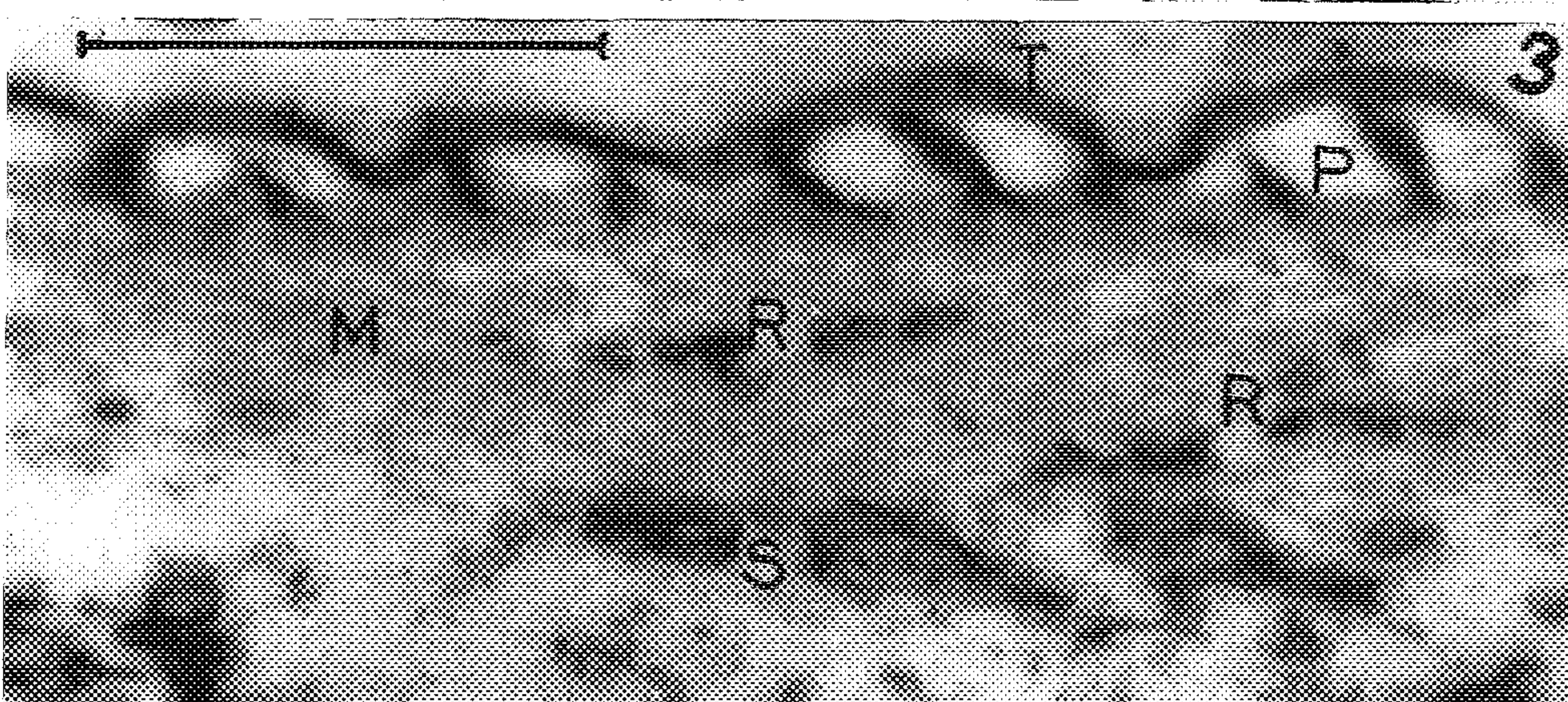
Observations et micrographies avec le microscope électronique RCA EMU 3 B. — Les *Ophrydium* sont très fortement contractiles; comme les *Vaginicolidæ* qui sécrètent un étui tubulaire, ces Infusoires, qui sécrètent une épaisse enveloppe mucoïde, peuvent atteindre une grande longueur en extension, et se rétracter profondément dans leur abri à la moindre excitation. Comme chez tous les autres Péritriches, l'examen à l'état vivant au microscope optique révèle la présence de myonèmes longitudinaux légèrement biréfringents en extension.

Les coupes transversales de l'Infusoire (contracté par le réactif fixateur) montrent (*fig.* 1) les myonèmes de section à peu près rectangulaire, larges de 2 à 3,5 μ, épais de 0,7 à 1 μ; leur face externe est étroitement appliquée contre la pellicule ectoplasmique, P, qui apparaît comme un trait mince et sombre, doublé, de part et d'autre, par une zone légèrement opacifiée de faible épaisseur et de contour incertain. Leurs faces latérales sont directement au contact du cytoplasme, E, et leur face profonde paraît s'appliquer contre la paroi distale d'un saccule plus ou moins aplati ou dilaté, S.

La masse interne des myonèmes, M, est constituée par une substance (sarcoplasme) paraissant très finement hétérogène sur les sections transversales et délicatement fibrillaire sur les sections longitudinales, ce dernier


1
G
M
F
T
R
R
M
R
T
P
R
F
N
R
R
S
M
P
N
C
E
R
N
M


2
T
F
T
P
R
M
S
R
R
D


3
T
P
M
R
R
S

aspect étant donné, non pas par de véritables fibrilles, mais par l'allongement parallèle de filaments si ténus que leur diamètre paraît être de l'ordre de 20 Å. Cet aspect rappelle la structure « myofilamenteuse » décrite par Mark ([5]) dans les muscles lisses des Vertébrés.

C'est dans l'épaisseur de cette substance contractile et apparemment orientée qu'on observe la présence de nombreuses lacunes limitées par une membrane lisse et bien contrastée; leurs diamètres varient assez largement entre 30 et 120 mμ environ; nombre d'aspects montrent qu'il s'agit soit de vacuoles, soit, plus souvent de canalicules contournés, ramifiés, portant de place en place des dilatations ampullaires et constituant ainsi un réseau endomyaire continu, R.

Nos précédentes observations sur les myoïdes endoplasmiques des *Opercularia* et des *Carchesium* nous avaient déjà montré l'existence d'un réseau lacunaire intérieur, mais les myonèmes plus nettement différenciés de l'*Ophrydium* constituent un matériel particulièrement favorable pour l'analyse de ces structures.

Ces canalicules endomyaires semblent directement inclus dans la substance myofilamenteuse, plutôt que dans une matrix granulaire comme dans certains muscles ([5]). Ils sont reliés directement, comme de nombreuses images permettent de le constater, avec un réseau canaliculaire cytoplasmique. Celui-ci semble particulièrement développé dans les espaces qui séparent les myonèmes (*fig.* 1); d'autre part, les deux membranes étalées à la face interne des myonèmes semblent représenter l'enveloppe de saccules (*cisternæ* de Dalton et Palade) communiquant d'une part avec le réseau canaliculaire cytoplasmique et de l'autre avec le réseau endomyaire (*fig.* 1, 2 et 3).

Le réseau lacunaire est difficile à suivre dans l'ensemble de la masse cytoplasmique, occupée par le chondriome, les Algues symbiotes, les vacuoles alimentaires, etc.; on constate cependant la présence dans la région périphérique de l'Infusoire, de vésicules et d'éléments tubulaires qui appartiennent sans doute à ce réseau. D'autre part, on peut observer de place en place de petits empilements de saccules aplatis, associés à des vésicules et qu'on peut considérer comme des corps de Golgi (*fig.* 2, D);

Explication des figures. — (Le trait, sur les figures, représente 1 μ). *C*, chondriosomes; *D*, dictyosomes; *E*, endoplasme; *F*, crêtes épiplasmiques; *G*, gaine mucilagineuse; *M*, myonème et substance myofilamenteuse; *N*, granules ribonucléoprotéiques (?); *P*, pellicule épiplasmique; *R*, reticulum endoplasmique canaliculaire; *S*, saccules hypomyoïdes; *T*, cuticule.

Fig. 1. — Section à peu près transversale d'un myonème montrant les canalicules dans la substance myofilamenteuse et dans le cytoplasme.

Fig. 2 et 3. — Sections à peu près longitudinales de myonèmes.

ces dictyosomes, qui mesurent moins de 1 μ de large, sont comparables à ceux récemment décrits par M. Rudzinska ([6]) chez un Cilié tentaculifère et par C. Noirot-Timothée ([7]) chez des Ciliés Ophryoscolécides.

Nous décrirons, dans un autre travail, les canalicules à paroi lisse constituant le « spongiome » cortical de la vacuole contractile, chez *Ophrydium* et chez *Campanella*; les observations résumées ci-dessus permettent déjà de constater la présence, très générale, dans le cytoplasme des Ciliés, des structures lacunaires à parois lisses, correspondant à divers aspects du « reticulum endoplasmique » de Porter et Palade. Par contre, l'examen au microscope électronique de nombreux Ciliés appartenant à près de 30 espèces différentes ne nous a jamais montré l'aspect en doubles membranes à parois granuleuses, caractérisées par la présence des grains de Palade accolés, et correspondant à l'ergastoplasme. Le microscope électronique montre toutefois, chez l'*Ophrydium* et chez d'autres Ciliés, de très petits granules absorbants, correspondant peut-être à des particules ribonucléoprotéiques; mais ceux-ci restent libres dans le cytoplasme ou se rassemblent en très petits amas.

(*) Séance du 17 mars 1958.

([1]) Porter et Palade, *J. Biophys. Biochem. Cytol.*, 3, 1957, p. 269-299.

([2]) Moore et Ruska, *J. Biophys. Biochem. Cytol.*, 3, 1957, p. 261-268.

([3]) Fauré-Frémiet et Rouiller, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 678.

([4]) Fauré-Frémiet, Rouiller et Gauchery, *Arch. Anat. Microsc.*, 45, 1956, p. 139-161.

([5]) Mark, *Anat. Rec.*, 125, 1956, p. 473-493.

([6]) Rudzinska, *J. Protistol.*, 4, 1957, (Suppl.) p. 9.

([7]) Noirot-Timothée, *Comptes rendus*, 244, 1958, p. 2847.

(Laboratoires d'Embryologie expérimentale et de Médecine expérimentale du Collège de France.)

PHYSIOLOGIE. — *Corrélations électro-encéphalographiques du conditionnement d'un stimulus intéroceptif intestinal.* Note (*) de MM. **György Adám**, **Michel Jouvet** et **François Michel**, transmise par M. Henri Hermann.

Les travaux de Bykov ([1]) et Aïrapetjanz ([2]) ont démontré la possibilité d'établir des réflexes conditionnés à partir de stimulus intéroceptifs.

La preuve de l'établissement d'une telle liaison temporaire a été apportée par l'analyse des réponses conditionnées au niveau des effecteurs moteurs ou salivaires.

Ces dernières années, l'étude électro-encéphalographique a permis de mieux analyser certains mécanismes concernant l'établissement de liaisons temporaires, en particulier dans le domaine des réflexes extéroceptifs ([3]). Nous étudions ici les corrélations électro-encéphalographiques (E. E. G.) des variations dynamiques du conditionnement électro-cortical d'un

réflexe à point de départ intestinal dont les mécanismes ont fait l'objet d'études très détaillées [4].

TECHNIQUES. — Les expériences sont réalisées sur des chiennes sur lesquelles est effectuée une fistule de l'intestin grêle selon la méthode de Thiry-Vella. Les animaux sont porteurs d'électrodes corticales et sous-corticales chroniquement implantées et sont étudiés dans une cage insonorisée. L'activité électrique cérébrale est enregistrée sur un appareil E. E. G.

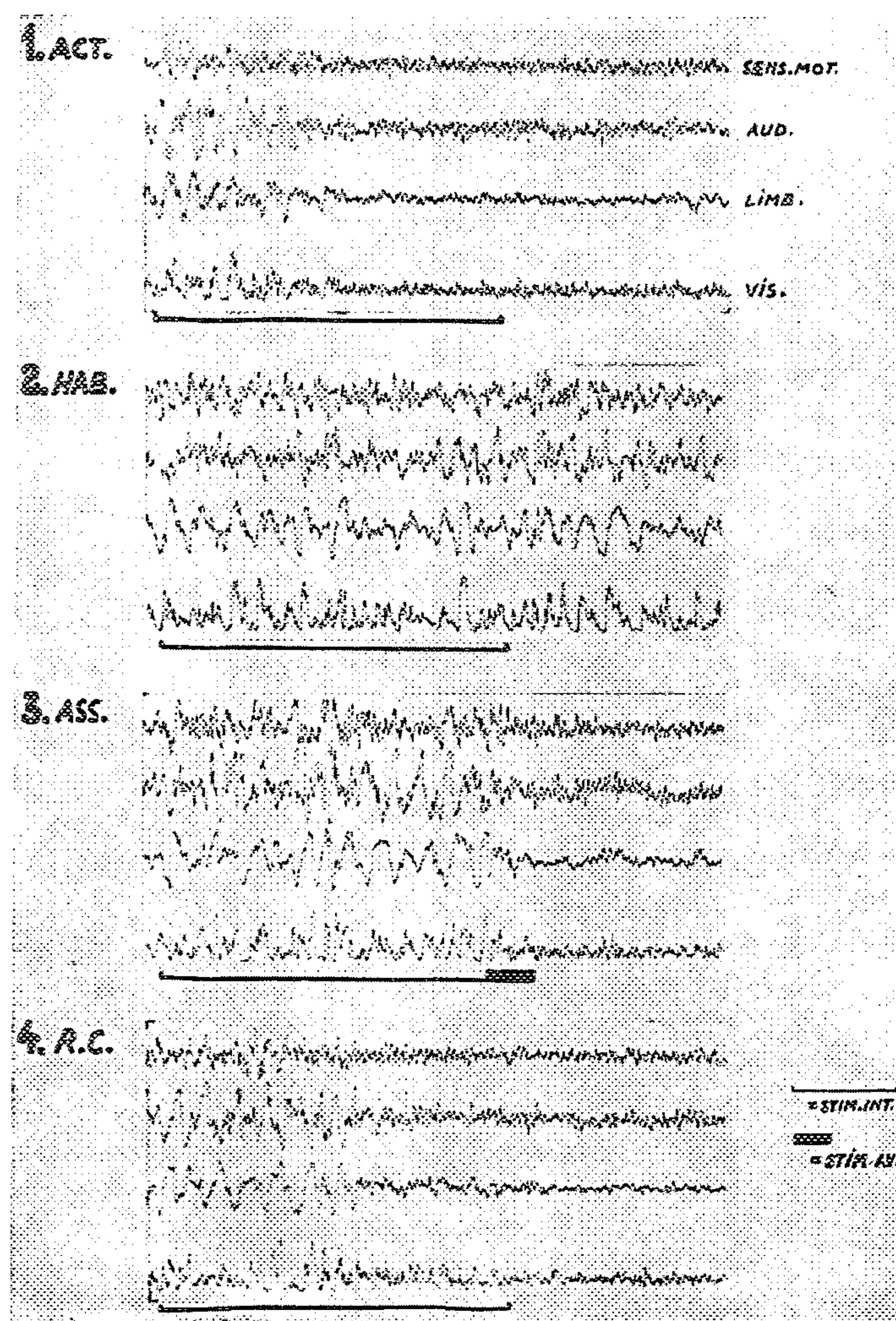


Fig. 1.

Le stimulus intéroceptif intestinal consiste en une dilatation rythmique (une par seconde) de l'anse intestinale isolée, par un ballon de caoutchouc, avec une pression de 20 mm de mercure. La durée de stimulation est

de 10 s. Les stimulus absolus consistent en :

a. Choc électrique sur la patte antérieure, délivrée au moyen d'une bobine d'induction, provoquant une réaction d'orientation, mais trop faible pour provoquer une réaction de défense;

b. Stimulus auditifs délivrés par un haut-parleur excité par un stimulateur;

c. Enfin, stimulation de la formation réticulée mésencéphalique (300 par seconde, 1 ms, 2 V).

RÉSULTATS. — 1. *Réaction d'éveil provoquée par le stimulus intéroceptif et son habituation.* — Sur un tracé électro-encéphalographique de base, lent, correspondant aux premiers stades du sommeil, le stimulus intestinal entraîne, *lors de sa première présentation*, l'apparition d'une activité rapide corticale et sous-corticale de bas voltage (réaction d'éveil) (*fig.* I-1) en même temps que le comportement de l'animal objective une réaction d'orientation. La répétition de ce même stimulus, après que le tracé soit redevenu lent, entraîne une « réaction d'éveil » de plus en plus courte. Et après un nombre de répétition, variable avec chaque animal, le stimulus intéroceptif n'entraîne plus aucune variation du tracé cortical ni aucune variation motrice visible (habituation) (*fig.* I-2, *fig.* II-A). Une fois le réflexe d'orientation éteint, il ne réapparaît pas lors de nouvelles stimulations intestinales si dans l'intervalle on a provoqué une activation corticale par des stimulus quelconques (*fig.* II-B).

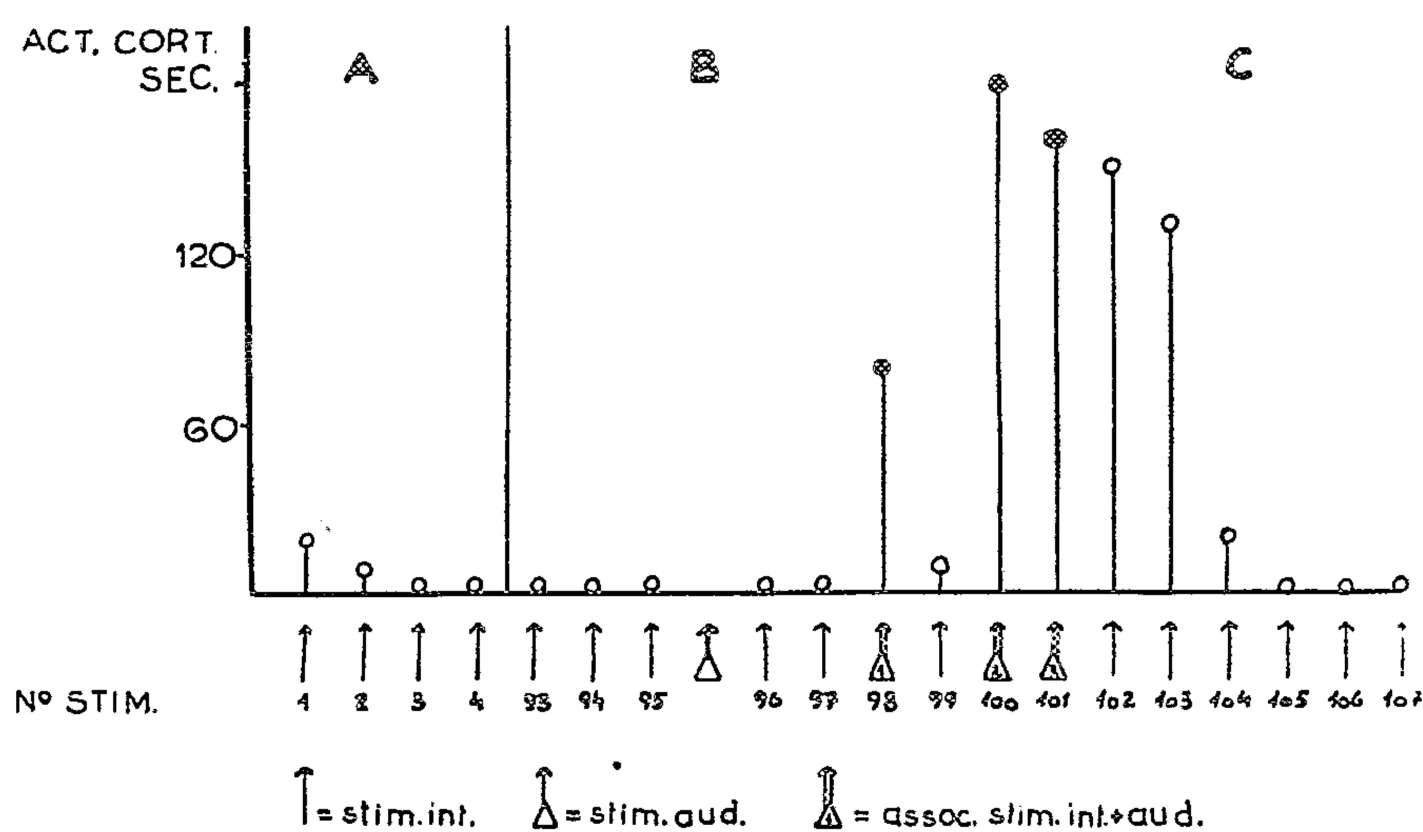


Fig. 2.

2. *Réaction d'éveil conditionnée provoquée par le stimulus intéroceptif et son extinction.* — Une fois l'habituation obtenue, l'association répétée (deux à cinq fois) du stimulus intéroceptif (stimulus conditionné) et d'un

stimulus sonore ou tactile (stimulus absolu suffisant pour déclencher une activation corticale) (*fig.* I-3) entraîne une apparition de la réaction d'orientation et de la réaction électrique d'éveil. Le stimulus conditionné fait apparaître à lui seul une activité rapide et de bas voltage (*fig.* I-4). Cette liaison temporaire obéit aux lois du conditionnement établies par Pavlov puisqu'elle peut être à son tour éteinte (*fig.* II-C).

DISCUSSION. — Ainsi, l'élaboration d'un conditionnement électro-cortical à point de départ intéroceptif démontre que les excitations afférentes intestinales atteignent les structures cérébrales au sein desquelles s'établissent les liaisons temporaires. Ce conditionnement intéroceptif électro-cortical obéit aux mêmes lois que certains conditionnements extéroceptifs ([3]).

L'activation corticale qu'entraîne la première stimulation intéroceptive implique la mise en jeu du système réticulaire activateur ascendant ([5]).

De même, dans les mécanismes d'établissement du réflexe conditionné électro-cortical, le rôle de la formation réticulée apparaît important puisqu'il suffit d'associer deux ou trois fois le stimulus intéroceptif « habitué » à une stimulation réticulaire provoquant une réaction d'éveil pour que la stimulation mécanique de l'anse intestinale à elle seule acquiert à nouveau un pouvoir activateur cortical.

CONCLUSIONS. — La stimulation mécanique d'une anse intestinale entraîne un réflexe d'orientation accompagné d'une réaction d'éveil électro-corticale. Après l'habituation du stimulus intéroceptif et après associations avec des stimulus tactiles, auditifs, ou la stimulation de la formation réticulée, la stimulation mécanique intestinale seule provoque une activation corticale conditionnée.

(*) Séance du 24 mars 1958.

([1]) K. M. BYKOV, *Œuvres choisies*, 2, Medgiz, Moscou, 1955.

([2]) E. SCH. AÏRAPETJANZ, *Die höhere Nerventätigkeit und die Rezeptoren der inneren Organe*, Volk u. Gesundheit, Berlin, 1956.

([3]) *Conditionnement et réactivité en électro-encéphalographie* (*Colloque de Marseille*, 1955); *E. E. G. Clin. Neurophysiol.*, suppl. 6, 1957, p. 1-475.

([4]) H. HERMANN et G. MORIN, *C. R. Soc. Biol.*, 115, 1934, p. 529.

([5]) G. MORUZZI et H. W. MAGOUN, *E. E. G. Clin. Neurophysiol.*, 1, 1949, p. 455.

(*Laboratoire de Physiologie de la Faculté de Médecine de Lyon.*)

NEUROPHYSIOLOGIE. — *Action d'un choc hyperpolarisant sur le potentiel d'action et le stade réfractaire du soma neuronique ganglionnaire de l'Aplysie.* Note (*) de M. LADISLAV TAUC, présentée par M. Robert Courrier.

Tasaki a montré récemment (1956) que le potentiel d'action qui se développe dans un seul nœud de Ranvier d'une fibre myélinisée peut être

aboli d'une façon « tout ou rien » par un choc électrique consistant en un bref passage d'un courant « entrant » d'une certaine intensité. En outre, le stade réfractaire absolu normalement présent est supprimé et une autre pointe peut être produite immédiatement. Ce même phénomène observé également par Stämpfli (1956) a été retrouvé par Tasaki et Hagiwara (1957) chez le Calmar pour le potentiel d'action de sa fibre géante, modifié par le chlorure de tétraéthylammonium. S'agit-il d'une propriété générale de la membrane excitable ? Nous le pensons à la suite de nos expériences sur le soma neuronique de l'Aplysie.

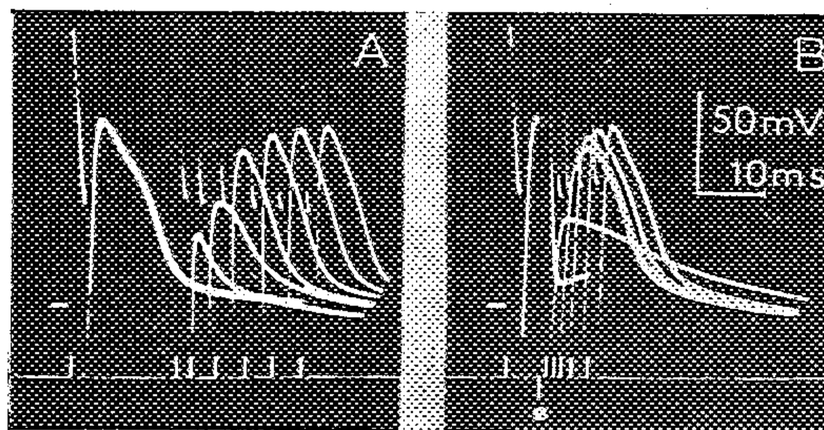


Fig. 1. — Enregistrements intracellulaires du potentiel d'action de la cellule nerveuse de l'Aplysie, stimulée directement à l'aide d'une microélectrode (*voir* schéma, *fig.* 3). Les chocs électriques produisent de brefs artefacts et sont en outre signalés au-dessous des enregistrements. Plusieurs tracés sont superposés.

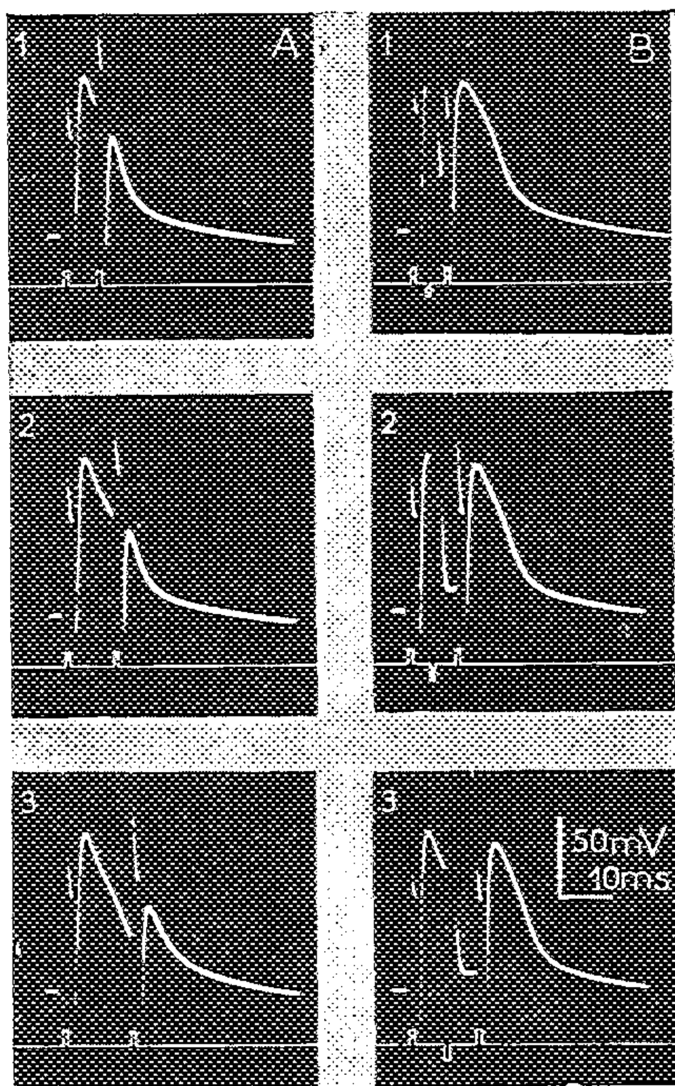
En A, un deuxième stimulus bref immédiatement après la pointe ne donne lieu qu'au potentiel électrotonique ; en éloignant le deuxième stimulus, des potentiels d'action sont évoqués avec des amplitudes grandissantes.

En B, un choc bref hyperpolarisant (signal dirigé vers le bas) a été d'abord appliqué dans le cours de la pointe qui a été ainsi abolie. Un stimulus (signal vers le haut) qui suit à faible délai l'abolition devient de plus en plus efficace, en donnant lieu à une réponse, montrant ainsi que le stade réfractaire normal observé en A a été notablement réduit.

Le potentiel d'action provoqué dans une cellule nerveuse d'Aplysie par un stimulus bref appliqué par une électrode intracellulaire (Tauc, 1955) est suivi des stades réfractaires absolu et relatif; on les met en évidence en appliquant à la cellule un deuxième stimulus bref. La figure 1 A montre qu'immédiatement après la pointe (spike), la membrane reste encore complètement inexcitable; peu après des réponses peuvent être évoquées avec une amplitude qui grandit à mesure qu'on s'éloigne de la première pointe. Si, dans le cours de celle-ci, nous appliquons un choc bref hyperpolarisant, nous constatons que pour une certaine intensité de ce dernier, le tracé de la pointe rejoint le potentiel de repos (*fig.* 1 B). A ce moment, le stade réfractaire normalement présent est notablement réduit et le stimulus qui suit le choc hyperpolarisant avec un intervalle de seulement quelques millisecondes est efficace et donne lieu à une pointe d'amplitude normale.

L'abolition de la pointe est cependant suivie d'une très brève période

d'inexcitabilité d'une durée variable suivant la position relative du choc hyperpolarisant sur la pointe (*fig.* 2). Plus tardivement le potentiel d'action est aboli, plus longue est la période d'inexcitabilité. En général, si l'abolition a lieu dans le milieu de la phase descendante de la pointe, la durée de cette période est double de celle qui a lieu si la pointe est abolie au milieu de la phase ascendante. En valeurs absolues, ces durées changent d'une préparation à l'autre, mais oscillent en moyenne entre 2 et 6 ms.



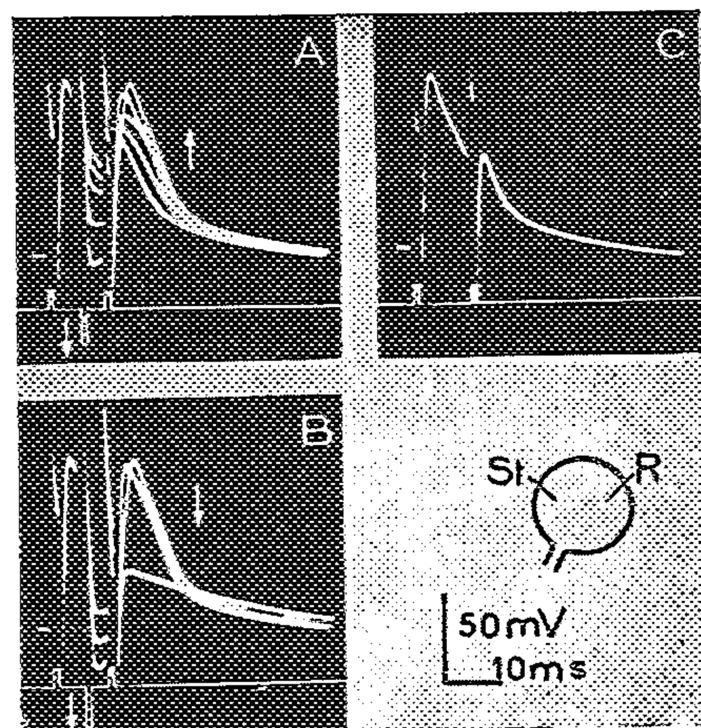


Fig. 2. Fig. 3.

Fig. 2. — Enregistrements intracellulaires montrant que les stimulus inefficaces lorsqu'ils sont appliqués à différentes périodes de l'évolution de la pointe (en A), deviennent efficaces si le potentiel d'action a été préalablement aboli par un choc hyperpolarisant (en B, signal dirigé vers le bas). La distance entre le choc hyperpolarisant et le deuxième stimulus représente la durée de la période d'inexcitabilité.

Fig. 3. — En A et B, enregistrements superposés des tracés obtenus par l'application dans le cours du potentiel d'action d'un choc hyperpolarisant d'une intensité croissante (signal dirigé vers le bas) suivi d'un stimulus. La comparaison avec le tracé C montre que même pour les intensités du choc qui n'abolissent pas complètement la pointe, le stade réfractaire est réduit. Une trop forte intensité du choc hyperpolarisant (en B) réduit de nouveau l'excitabilité de la cellule.

L'intensité nécessaire pour amener le tracé du potentiel d'action à la valeur du potentiel de repos dépend également de la position relative du choc hyperpolarisant sur la pointe. L'intensité nécessaire est maximum dans la phase ascendante et au sommet de la pointe; elle diminue progressivement dans la phase descendante.

L'intensité du choc hyperpolarisant qui amène juste le tracé de la pointe à la valeur du potentiel de repos est aussi celle qui réduit au maximum

le stade réfractaire. L'augmentation de l'intensité du choc au-delà de cette valeur allonge la période d'inexcitabilité à cause de l'hyperpolarisation excessive qu'elle impose à la cellule (*fig.* 3 B). Cette hyperpolarisation ne se dissipe que lentement, car la constante de temps de la membrane du soma neuronique de l'Aplysie est élevée (Fessard et Tauc, 1956).

Il est intéressant de remarquer que les chocs hyperpolarisants trop faibles pour abolir complètement la pointe, raccourcissent quand même plus ou moins la période réfractaire, suivant leur intensité (*fig.* 3 A). En outre, comme la figure le montre, même l'abolition de la pointe est un phénomène progressif et gradué. Il semble donc que le comportement de notre préparation soit comparable à celui du nœud de Ranvier à quelques différences près qui peuvent être dues au fait que la membrane de la cellule nerveuse ganglionnaire d'Aplysie possède des constantes biophysiques différentes (constante de temps plus de 100 fois plus grande) et des caractères d'excitabilité moins homogènes (Tauc, 1957).

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) A. Fessard et L. Tauc, *J. Physiol.*, Paris, 48, 1956, p. 541.
(2) R Stämpfli, *J. Physiol.*, Paris, 48, 1956, p. 710.
(3) I. Tasaki, *J. gen. Physiol.*, 39, 1956, p. 377.
(4) I. Tasaki et S. Hagiwara, *J. gen. Physiol.*, 40, 1957, p. 859.
(5) L. Tauc, *J. Physiol.*, Paris, 47, 1955, p. 769.
(6) L. Tauc, in *Microphysiologie des éléments excitables*, 67e Colloque international, 1955, C. N. R. S., Paris, 1957, p. 91-119.

(*Centre d'Études de Physiologie nerveuse du C.N.R.S., Paris, et Institut de Biologie marine d'Arcachon.*)

NUTRITION. — *Influence de l'auréomycine sur la régénération du foie après hépatectomie partielle chez le Rat blanc et chez le Poulet.* Note (*) de M. Claude Calet, présentée par M. Maurice Lemoigne.

L'auréomycine inhibe la régénération hépatique à la fois chez le Rat adulte et chez le Poussin, alors qu'elle améliore nettement le taux de croissance de ce dernier. On ne peut pas invoquer une élévation de protéinogenèse pour expliquer le gain de poids provoqué par cette substance.

L'auréomycine ajoutée à très faible dose dans les régimes améliore le taux de croissance des jeunes animaux. Chez le Rat, nous avons précédemment montré (1) que l'augmentation du gain de poids n'est pas accompagnée d'une élévation de la protéinogenèse, mais se traduit par une lipogenèse plus intense. Nous avons également montré que le taux de l'acide désoxyribonucléique (DNA) du foie est réduit de 30 % sous l'effet de l'antibiotique. Dans ces conditions, la diminution importante du DNA

hépatique, dont la teneur par noyau cellulaire est rigoureusement constante, nous a fait supposer que le nombre des noyaux, et par conséquent le nombre des cellules du foie, se trouve réduit. On peut, dès lors, se demander si l'antibiotique ne provoque pas un ralentissement de la multiplication cellulaire de cet organe et, par voie de conséquence, si la réduction d'activité du foie n'explique pas l'abaissement de la protéinogenèse.

Pour le vérifier, nous avons emprunté la méthode de la régénération du foie après hépatectomie partielle. L'expérience a été conduite à la fois chez le Rat et chez le Poulet.

Essai chez le Rat blanc. — Le régime de base est complet et équilibré. Vingt-quatre rats en fin de croissance sont répartis en trois lots et sont élevés pendant 60 jours. Ils subissent alors l'intervention chirurgicale qui consiste à prélever les lobes médian et latéral gauche du foie.

Après quatre jours au cours desquels s'établit la régénération, les rats sont sacrifiés, les foies sont prélevés et analysés. Au cours de l'expérience, le plan d'alimentation est le suivant :

	Régime avant l'intervention.	Régime après l'intervention.
Lot I..........	Régime de base	Régime de base
» II..........	» »	R. B. + 100 mg/kg d'auréomycine
» III..........	R. B. + 100 mg/kg d'auréomycine	R. B. + 100 mg/kg d'auréomycine

Les résultats portant sur les modifications pondérales du foie figurent dans le tableau suivant :

	Lot I.	Lot II.	Lot III.
Poids du foie restant après l'intervention (calculé) (g)...	2,550	2,800	2,220
» du foie au sacrifice (g)........................	8,200	6,340	6,660
» du foie régénéré (g)........................	5,650	3,540	4,440
% tissu régénéré..................................	220 %	130 %	200 %
Azote par gramme de foie régénéré (mg)............	27,85	27,30	28,3
» total du foie régénéré (mg)	158	96,5	124

L'effet d'inhibition exercé par l'auréomycine sur la régénération du foie apparaît avec une grande netteté. En valeur absolue, et encore mieux en valeur relative, le poids de foie régénéré est toujours plus faible lorsque l'animal reçoit l'antibiotique dans le régime. L'auréomycine provoque donc une réduction de la multiplication des cellules hépatiques. Toutefois, cette action dépressive est la plus marquée lorsque le traitement ne dure que quatre jours. Elle est moins importante chez le Rat habitué à la ration antibiosupplémentée, depuis le début de l'expérience. Ce fait recoupe les observations des auteurs qui pensent que les antibiotiques ont une efficacité pour la croissance, de moins en moins importante au fur et à mesure que la durée du traitement s'accroît.

Il est classique de dire que la masse active du foie est la représentation la plus fidèle de l'intensité des synthèses protéiques. Dans notre expérience, la diminution du poids de foie régénéré provoquée par l'auréomycine, permet de conclure que la protéinogenèse se trouve abaissée. De fait, la présence d'auréomycine dans le régime entraîne un abaissement du taux azoté du foie régénéré.

Essai chez le Poulet. — Deux lots de huit poussins d'un jour de sexe mâle, reçoivent le régime de base précédemment décrit. Pendant trois mois, le lot témoin I reçoit le régime de base seul, alors que le lot II est traité à l'auréomycine (40 mg par kilogramme de ration).

A la suite de l'intervention chirurgicale les poulets sont nourris avec les régimes initiaux, pendant un mois au terme duquel ils sont sacrifiés.

On observe alors les résultats suivants :

	Sans auréomycine.	Avec auréomycine.
Poids des poulets au moment de l'intervention (g)	1 080	1 350
» du corps au sacrifice (g)	1 440	1 880
» du tissu hépatique régénéré (g)	11,66	7,07
Pourcentage de régénération du foie	160 %	130 %
Azote par gramme de foie régénéré (mg)	29,5	27,4

L'auréomycine améliore la croissance du Poulet de 25 % par rapport au témoin. Toutefois, comme chez le Rat, la quantité du tissu régénéré et la teneur en azote du foie se trouvent réduites sous l'effet de l'antibiotique.

Dans ce deuxième essai, nous avons affaire à un organisme en croissance et nous avons pu suivre le développement corporel de l'animal au cours de la régénération hépatique. Ces observations portent à la fois sur le gain de poids du corps et l'accroissement de poids du foie, au cours de cette période.

Gains de poids hépatique et corporel au cours de la régénération.

	Sans auréomycine.	Avec auréomycine.
Gain de poids du poulet (g)	361	528
» du foie (g)	11,66	7,07
$\frac{100 \times \text{gain de poids du foie}}{\text{gain de poids du corps}}$	2,64	1,27

Sous l'effet de l'auréomycine, on assiste à un double phénomène. D'une part, la régénération du foie est moins intense et, d'autre part, le poids du corps s'accroît considérablement. La divergence des deux effets est encore plus significative si l'on considère le rapport (100 × gain de poids du foie/gain de poids du corps) qui se trouve diminué de plus de la moitié sous l'effet du traitement. Dans ces conditions, on dissocie complètement le rôle positif de l'auréomycine sur le développement de son action sur la

protéinogenèse puisque le bénéfice pondéral qu'elle provoque n'implique nullement une élévation parallèle de la protéinogenèse.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) C. CALET, *Thèse Doct. Sciences*, Paris, 1956.

(*Station de recherches avicoles, C. N. R. S., Jouy-en-Josas.*)

NUTRITION. — *Mise en évidence chez le Mouton de la perméabilité du rumen aux vitamines* B *et conditions de leur absorption à ce niveau.* Note (*) de

MM. **ALAIN RÉRAT**, **JEAN MOLLE** et **HENRI LE BARS**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Le défaut d'absorption des vitamines B par le rumen dans les conditions normales d'alimentation du Mouton ne relève pas de l'imperméabilité de l'organe, mais du caractère irrésorbable des vitamines à ce niveau. La paroi du rumen est, en effet, parfaitement perméable aux vitamines B administrées sous forme libre.

Nous avons pu mettre en évidence par méthode indirecte (1) et par démonstration directe (2) le défaut d'absorption des vitamines B au niveau du rumen chez le Mouton normalement alimenté. Il faut donc admettre, soit que la paroi de cet organe est imperméable aux vitamines B, soit qu'à ce niveau ces vitamines se trouvent sous une forme inapte à la résorption. Pour tenter de résoudre la question, nous avons remplacé le contenu digestif de l'organe isolé par un liquide de Tyrode renfermant en solution des vitamines B sous forme libre et de l'acétate de sodium, substance facilement absorbée par le rumen. La technique générale est la suivante.

La paroi abdominale gauche du Mouton anesthésiée au chloralose est largement incisée depuis les muscles lombaires jusqu'à la ligne blanche. Le rumen est isolé par ligature au niveau du cardia et de l'orifice réseau-feuillet. Il est alors vidé de son contenu et lavé à plusieurs reprises au sérum physiologique. Quand l'intérieur de l'organe est propre, on y introduit la solution vitaminique qui représente trois à quatre fois les quantités totales trouvées dans le contenu de l'organe en cours de digestion. Pour suivre l'absorption éventuelle, nous avons eu recours à deux types de techniques en travaillant, soit sur le rumen en circulation sanguine normale, soit sur l'organe perfusé avec un sang étranger.

Rumen en circulation normale. — A intervalles de temps donnés, on suit les variations concomittantes des teneurs en vitamines et en acétate de la solution introduite et du sang efférent (tableaux I et II). Deux expériences (A et B) ont été faites.

Corrélativement aux diminutions des teneurs vitaminiques de la solution introduite dans le rumen, on observe un enrichissement considérable

du sang de cet organe pour toutes les vitamines considérées. Le rumen est donc perméable aux vitamines B quand elles sont sous forme libre. La résorption dans nos conditions expérimentales est si intense qu'il se produit également un enrichissement du sang périphérique après un certain laps de temps, ce qui laisse supposer que le foie ne retient pas immédiatement la totalité des vitamines résorbées.

TABLEAU I.

Variations des teneurs de la solution introduite dans le rumen (mg).

		Temps initial.	Après 120 mn.	Quantités disparues.	Pourcentage horaire de disparition.
B_1	A	105	80	25	12
	B	66,3	44,6	21,7	16
B_2	A	85	68	17	10
	B	72	57,5	14,5	10
PP	A	983	862	121	6
	B	846	712	134	8
PCa	A	200	156	44	11
B_{12}	A	10,4	8,7	1,6	8
	B	12,4	8,5	4	16
Acétate	A	17420	10520	6900	20
	B	7460	5984	1476	10

TABLEAU II.

Variations des teneurs du sang du rumen et du sang jugulaire
(en µg/ml sauf pour B_{12} en µg/l).

		Sang du rumen.					Sang jugulaire.		
		0 mn.	30 mn.	60 mn.	90 mn.	120 mn.	0 mn.	120 mn.	240 mn.
B_1	A...	0,073	0,184	0,227	0,211	0,236	–	0,073	–
	B...	0,080	0,240	0,394	–	0,630	0,078	–	0,255
B_2	A...	0,175	0,230	0,243	0,240	0,252	–	0,188	–
	B...	0,197	0,326	0,406	–	0,585	0,212	–	0,390
PP	A...	12,6	14,9	15,5	14,9	15,4	–	14,1	–
	B...	20,5	24,9	30,3	–	31,6	21,8	–	21,9
PCa	A...	0,271	0,430	0,496	0,520	0,613	–	0,280	–
	B...	0,311	0,714	1,188	–	1,824	0,276	–	1,256
B_{12}	A...	2,9	9,4	11,5	11,9	12,4	–	8,9	–
	B...	3,4	15,6	27	–	57,9	2,8	–	24,6
Acétate	A...	132	208	175	400	344	–	190	–
	B...	40,2	337	331	–	478	70,2	–	58,2

Rumen en perfusion. — Nous avons mis en œuvre le procédé antérieu-

rement décrit [2] qui consiste à perfuser un segment du tube digestif avec un sang étranger. Les résultats se trouvent dans le tableau III.

TABLEAU III.

Variations des teneurs de la solution introduite et du sang perfusé au niveau du rumen.

	Solution vitaminique : quantités totales (mg)		Sang de perfusion (en µg/ml sauf B_{12} en µg/l)	
	avant perfusion.	après perfusion (1 h 20).	avant perfusion.	après perfusion (1 h 20).
B_1	95	73	0,102	3,121
B_2	76	66,8	0,212	1,362
PR	1 244	1 043	16,0	69,5
PCa	167	145	0,338	6,750
B_1	7,79	7,12	1,91	63,2

Les résultats obtenus par la méthode de perfusion sont encore plus spectaculaires que ceux qu'on obtient par analyse du sang efférent : il y a une disparition massive des vitamines introduites en solution dans le rumen et un enrichissement considérable du sang de perfusion. Cette observation fait contraste avec le défaut d'absorption constaté pour les vitamines du contenu digestif normal. Il semble donc démontré que ce défaut d'absorption chez le Mouton normalement alimenté ne relève pas de l'imperméabilité des parois de l'organe, mais du fait que dans le rumen les vitamines sont parties constituantes de la microflore, et, par là même, sont irrésorbables.

Par ailleurs, nous avons noté le fait suivant. Une fraction seulement des vitamines disparues de la solution introduite dans le rumen se retrouve dans le sang de perfusion. Le rapport « quantité retrouvée dans le sang/quantité disparue de la solution » est même très faible et varie selon les vitamines de 3 à 8 %. Sans parler de destructions éventuelles, on peut penser à un stockage provisoire des vitamines dans la paroi du rumen. Nous avons pu démontrer la réalité de cette hypothèse, en pratiquant deux perfusions successives, la seconde étant réalisée après avoir remplacé la solution vitaminique du rumen par un liquide de Tyrode sans vitamines. Dans ces conditions, on note un enrichissement, non seulement du sang de la deuxième perfusion, mais également du liquide de Tyrode utilisé en remplacement de la solution vitaminée. Autrement dit, la paroi du rumen semble jouer un rôle régulateur dans l'absorption des vitamines libres, les retenant provisoirement avant de les libérer lentement dans un sens comme dans l'autre.

En conclusion, le rumen est perméable aux vitamines B lorsqu'elles sont sous forme libre et absorbable. Le défaut de résorption observé dans

les conditions normales d'alimentation relèverait uniquement du fait que, dans cet organe, les vitamines sont partie constituante de microorganismes qui n'ont pas encore subi l'action des sucs digestifs.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) A. Rérat, H. Le Bars et R. Jacquot, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 679.

(2) A. Rérat, H. Le Bars et J. Molle, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1920.

(*Laboratoire de Biochimie de la Nutrition, C.N.R.S., Bellevue.*)

BIOLOGIE. — *Influence de l'âge de la plante-hôte sur le développement de* Meloidogyne incognita, *Nématode phytoparasite.* Note de (*) M. **Maurice Ritter** et Mme **Raymonde Ritter**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Nous avons indiqué, dans une Note précédente (1) les caractères du cycle d'un *Meloidogyne* proche de *M. incognita* var. *acrita* Chitwood 1949, nuisible à diverses cultures de nos régions méridionales. La durée de développement d'une génération a varié entre 25 et 90 jours dans les racines de la tomate *Lycopersicum esculentum* Mill.

Les travaux de Tyler (2) ont mis en évidence l'action prépondérante de la température sur le cycle de ces Nématodes, mais d'autres facteurs, liés à l'état physiologique de la plante-hôte, peuvent intervenir.

Nous avons précisé l'influence de l'âge du plant de tomate au moment de son repiquage en milieu infesté sur le développement ultérieur du parasite.

Dans une expérience réalisée en serre, des séries de cinq plants provenant de semis échelonnés tous les 10 jours, ont été mis dans des pots individuels de 8 cm de diamètre le 17 août 1956. Une masse d'œufs dont les larves étaient prêtes à éclore a été placée dans chacun d'eux à 3 cm de profondeur et à 1 cm des racines. La température moyenne des pots au cours de l'expérience a été maintenue aux environs de 22° C.

Les stades de développement atteints par les *Meloidogyne* à différentes dates d'observation sont indiqués dans le tableau I.

Les plants âgés sont envahis plus précocement que les plants jeunes et permettent un développement des *Meloidogyne* plus rapide. La proportion des Tomates non attaquées est plus importante parmi les séries les plus jeunes.

Les résultats d'un essai réalisé en plein champ, dans les conditions naturelles sont comparables aux précédents comme l'indique le tableau II.

Les plantes examinées avaient été mises en place dans un terrain moyennement contaminé, non cultivé jusqu'à la date de l'expérience. La tempé-

rature moyenne à 5 cm de profondeur a été de 23° C pendant la première période et de 21° C pendant la seconde.

TABLEAU I.

Développement de Meloidogyne incognita *dans des racines de tomates contaminées artificiellement en serre.*

Age des plants repiqués le 17 août.	Date des observations. 28 août.	3 sept.	12 sept.	26 sept.	10 oct.
75 jours..........	I_2	I_1, I_2, f	I_2, f	I_2, ♀ ω	Pl. morte
65 »	I_1, I_2	I_1, I_2, f	o	I_1, I_2	♀
55 »	o	o	I, I, f	o	♀
45 »	I_2	o	I_1	o	f, ♀
35 »	o	o	o	f	Pl. morte

Nous désignons par les termes : I_1, la forme filiforme infestante; I_2, la forme renflée conservant un rudiment de queue où s'accomplissent les dernières mues et f, la femelle juvénile encore allongée.

TABLEAU II.

Stades de développement atteints par Meloidogyne incognita *dans des racines de tomates, 65 jours après le repiquage.*

Date du repiquage............. Date du prélèvement...........	16 juillet. 19 septembre.			17 août. 21 octobre.		
Age de la plante repiquée (jours)...	23.	33.	43.	55.	65.	75.
Stades des *Meloidogyne*....	l_1	l_2, f, ♀	f, ♀	♀ ω	f, ♀ ω (éclosion)	♀ ω (éclosion)

L'éclosion des larves de la deuxième génération ne s'est produite que sur les plantes âgées d'au moins 65 jours au moment du repiquage. Le pourcentage des plantes attaquées a été également plus grand parmi les tomates provenant de semis précoces.

Des modifications physiologiques et biochimiques de la racine liées au vieillissement de la plante agissent sur la croissance des *Meloidogyne*. Leur nature devra être précisée.

Rappelons que les travaux de Oteifa ([3]), ([4]) ont montré qu'une déficience en potassium dans la nutrition de l'hôte ralentit le développement de *Meloidogyne incognita* chez *Phaseolus lunatus* L. Cet auteur a signalé en 1955 qu'un apport de nitrate permettait le développement d'un plus grand nombre d'individus sur chaque plante, à partir d'un « inoculum » identique.

Nos observations nous amènent à une conclusion pratique immédiate : l'intérêt pour le cultivateur de semer tard et de hâter la végétation des plants pour les mettre en place le plus jeunes possible.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) M. et R. RITTER, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1773.

(²) J. TYLER, *Hilgardia*, 7, (10), 1933, p. 391-415.
(³) B. A. OTEIFA, *Photopathology*, 43, (4), 1953, p. 171-174.
(⁴) B. A. OTEIFA, *Plant Dis. Rptr.*, 39, (12), 1955, p. 902-903.

GÉNÉTIQUE ÉVOLUTIVE. — *Le phénomène de métaplasie chondroïde induite par le virus choriotrope, et le problème de l'origine des Vertébrés.* Note (*) de M. **ROLAND DE RUYCK**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Le virus choriotrope étant à même d'induire la formation de cartilage, peut-on envisager que des phénomènes de nature infectieuse aient pu jouer un rôle de causalité dans l'apparition du cartilage au cours de l'évolution ?

La différenciation du système réticulo-endothélial en cartilage sous l'action spécifique du virus choriotrope (¹) soulève la question de la distribution du cartilage dans le règne animal et de son apparition au cours de l'évolution.

Chez les Invertébrés, le cartilage n'est que sporadiquement réparti dans quelques ordres appartenant à des embranchements différents. Parmi les Mollusques, on ne le trouve que chez les Céphalopodes et les Gastéropodes, parmi les Annélides dans quelques espèces de Polychètes; chez les Arthropodes (Crustacés, Arachnéides et Xiphosures) et les Entéropneusdes, il n'existe qu'un tissu chondroïde apparenté, mais différent du cartilage.

C'est chez les Vertébrés que le cartilage, intégré dans la métamérisation, constitue le matériel anatomique de base qui les distingue de tous les Invertébrés.

L'apparition du cartilage a été caractérisée par un certain nombre de faits :

1° Elle s'inscrit *dans le temps*, à un moment précis de l'histoire, situé au cours du Silurien au début de l'ère Primaire;

2° Elle a été, à l'échelle paléontologique, un événement *brusque*, discontinu, unique, qui ne s'est plus reproduit depuis;

3° Elle a eu lieu chez des animaux à *métamérisation* déjà bien développée, et phylogénétiquement proches des Tuniciers et des Acraniens;

4° Une fois que le cartilage est apparu, il a d'emblée donné naissance aux premiers Vertébrés en s'inscrivant, dès le début, dans la métamérisation. Il s'est trouvé ainsi à l'origine de toute l'orthogenèse des Vertébrés, et il a persisté *héréditairement* tout au long de celle-ci, depuis les Agnathes jusqu'aux Mammifères supérieurs, sans plus jamais disparaître.

Par ailleurs, la métaplasie cartilagineuse est, dans des conditions expérimentales précises, un phénomène tellement constant qu'il est permis de penser que, par le hasard des rencontres entre un hôte susceptible et

l'agent inducteur, il ait pu se produire spontanément dans la nature. Il montre, en outre, que certains virus animaux, loin de toujours se multiplier en parasites aux dépens de la cellule et d'être uniquement des agents

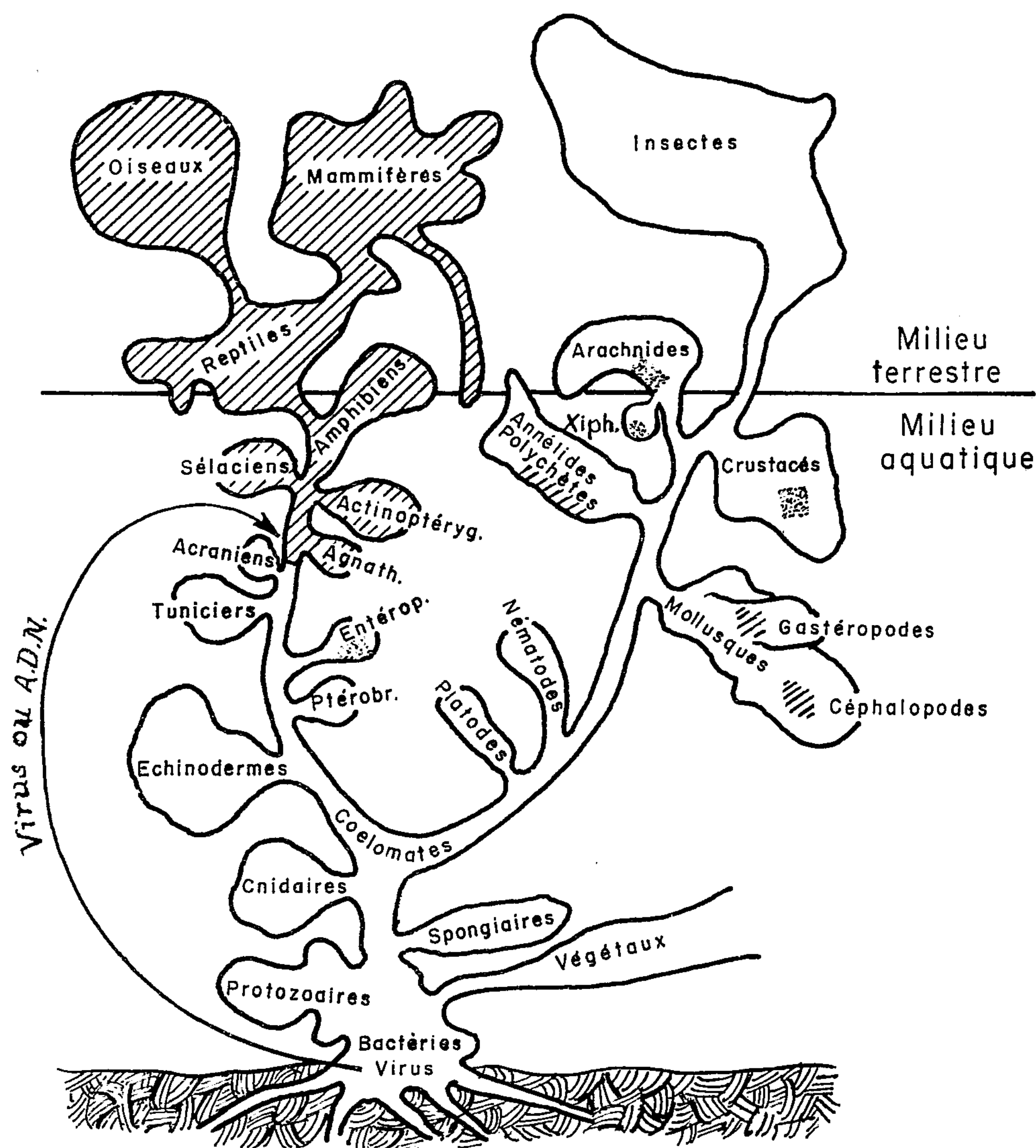


Fig. 1. — Arbre généalogique du règne animal, simplifié et adapté d'après L. Cuénot, montrant la distribution hétérogène du cartilage (hachuré) et des tissus chondroïdes apparentés (pointillé) parmi les groupes zoologiques. La flèche résume une hypothèse suivant laquelle un virus ou un acide désoxyribonucléique ait pu se trouver à l'origine de la différenciation cartilagineuse à la base du phyllum des Vertébrés.

de maladies, peuvent, en s'intégrant au génome des cellules de métazoaires — sans doute par des mécanismes analogues aux conversions et transductions bactériennes — inaugurer des différenciations nouvelles, et faire apparaître des propriétés physiologiques supérieures à celles des cellules

réceptrices et qui, de ce fait, correspondent à de véritables innovations.

On conçoit ainsi qu'à côté d'un rôle pathogène, certains virus aient pu, par leur pouvoir *morphogène*, jouer dans l'histogenèse des matériaux tissulaires qui constituent les êtres organisés un *rôle constructif et édificateur*.

La faiblesse de la théorie mutationiste de l'évolution est que, tout en expliquant les variations des caractères existants, elle n'a jamais pu rendre compte de l'acquisition de quelque chose de neuf (tel le cartilage) au cours de la phylogénie.

Par contre, une conception qui envisagerait les conséquences génétiques engendrées par des processus infectieux, et qui serait en même temps un champ d'investigations expérimentalement abordable, permettrait peut-être, à la lumière des *phénomènes de métaphasie tissulaire d'origine virale*, de comprendre qu'au cours des âges, des organismes appartenant à des groupes zoologiques très éloignés, aient pu, par l'intermédiaire de matériel nucléique transféré par des virus (et même, à la rigueur, par des acides nucléiques libres), s'influencer mutuellement et emprunter les uns aux autres le substrat génétique nécessaire à l'éclosion des fonctions et des espèces cellulaires inédites, qui a marqué l'avènement de nouveaux embranchements.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) R. DE RUYCK, *Bull. Ass. fr. Cancer*, 44, 1957, p. 205-220.

PHYSIQUE BIOLOGIQUE. — *Formation d'iodothyronine à partir de diiodotyrosine sous l'action des ultrasons.* Note (*) de MM. **Paul Blanquet, Jean Mounier** et **Gaston Meyniel**, présentée par M. René Fabre.

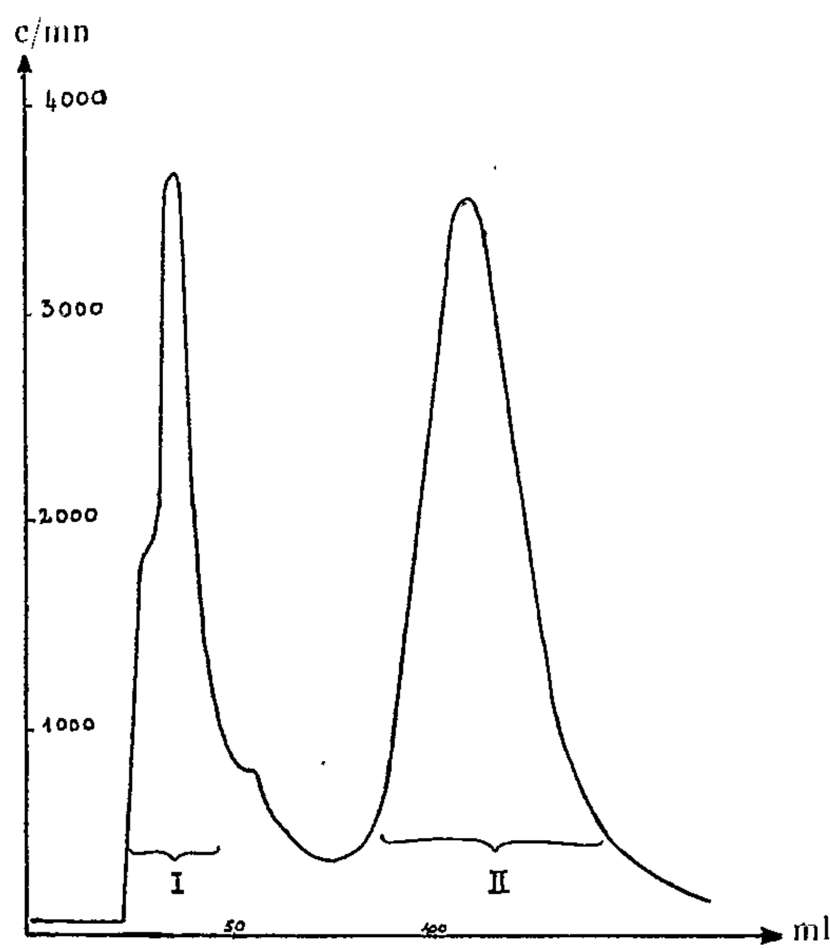
Sous l'action des ultrasons prennent naissance, dans les solutions aqueuses de diiodotyrosine à pH 4, des iodothyronines (avec un rendement très supérieur à 5 %), et de petites quantités de monoiodotyrosine.

Dans une Note précédente (1), nous avons montré qu'il est possible d'obtenir des acides aminés thyroïdiens marqués par contact avec une solution de ^{131}I préalablement soumise à l'action d'un faisceau d'ultrasons. C'est vraisemblablement à la suite de leur action oxydante que sont, en partie, réalisées les conditions d'échange définies par Miller (2), Larson (3) et Gleason (4). Nous inspirant des travaux de Harington (5), nous avons appliqué ce procédé d'oxydation à la formation des iodothyronines à partir des tyrosines iodées.

Dans ce but, des solutions aqueuses saturées de diiodotyrosine à pH 1,5, 4, 6,8 et 8 sont soumises à l'action d'un faisceau d'ultrasons ($N = 250$ kc/s; $p = 6$ W/cm^2) durant 35 mn. Les composés formés sont

marqués par échange ^{131}I-^{127}I dans le milieu réactionnel additionné à cet effet de 500 μC de ^{131}I.

Les dérivés iodés ainsi obtenus sont identifiés, soit par chromatographie sur résine Dowex anionique [6], soit par chromatographie classique en butanol acide.



Nous nous sommes d'abord assurés qu'il n'y a pas formation d'iodothyronines radioactives dans les solutions non ultrasonnées, traitées par ailleurs d'une manière identique. Dans ces conditions, seuls des atomes de ^{127}I de DIT s'échangent avec ^{131}I minéral.

Par contre, l'analyse des mélanges ultrasonnés montre, outre la présence d'iode minéral et de diiodotyrosine marquée, celle d'iodothyronine radioactive, mais seulement pour les pH 4 et 1,5. Ces résultats contrastent sans s'opposer à ceux d'Harington et Pitt-Rivers (*loc. cit.*), qui, en présence de H_2O_2, obtiennent le meilleur rendement à pH 10. En effet, la méthode d'identification des composés formés que nous utilisons implique l'inclusion d'iode radioactif dans leur cycle. Or, l'échange ^{127}I-^{131}I dans la molécule des thyronines et tyrosines iodées, nécessite des conditions rigoureuses et en particulier, la présence d'iode libre. Il n'est donc pas exclu que des iodothyronines se soient formées en quantité plus grande pour des valeurs plus élevées du pH.

Nos conditions expérimentales ne permettent pas de déterminer le rendement exact de la réaction DIT → Iodothyronines, puisque nous décelons seulement les molécules radioactives. La chromatographie sur résine permet, cependant, de préciser la distribution de la radioactivité mise en œuvre. Ainsi, à pH 4 [7], 20 à 50 % de ^{131}I se fixe sur les composés

organiques. La chromatographie sur résine sépare deux groupes de molécules marquées correspondant aux iodothyronines (I) et à la diiodotyrosine (II) ([8]). Sur la figure ci-jointe, la radioactivité du groupe I représente 10% de la radioactivité totale et, celle du groupe (II), 35%. Dans ce même cas, si l'on calcule la concentration des iodothyronines par rapport à la DIT, on trouve que 6 % de la diiodotyrosine donne de la thyroxine, en supposant le cas le plus défavorable où la DIT est marquée par un seul iode, où seul le dérivé tétraiodé se forme et où ses trois iodes 127 s'échangent. En admettant encore que 22 % de la DIT peut être détruite ([5]) lors de la formation de la thyroxine, le rendement atteint 4,4 %, supérieur à celui obtenu par Harington et Pitt-Rivers (2,8 % à pH 10).

Outre la formation d'iodothyronines, d'autres réactions prennent naissance et, en particulier, une réaction de déshalogénation. On voit en effet, sur le graphique d'élution, l'amorce d'un pic pour les abscisses 47 à 56 correspondant à la MIT. Enfin, l'étalement et le déplacement du sommet de la bande correspondant aux iodothyronines nous incitent à penser que des iodothyronines, autres que la thyroxine, se forment également dans ces conditions.

(*) Séance du 24 mars 1958.

([1]) J. Mounier, P. Blanquet et G. Meyniel, *Bull. Soc. Pharm. Bordeaux*, 96, 1957, p. 3.

([2]) W. Miller, G. Anderson, R. Madison et D. Salley, *Sciences*, 100, 1944, p. 340.

([3]) F. C. Larson, D. M. Coulson et E. C. Albright, *J. Biol. Chem.*, 196, 1952, p. 45.

([4]) G. I. Gleason, *J. Biol. Chem. U. S. A.*, 213, 1955, p. 837.

([5]) C. R. Harington et R. V. Pitt-Rivers, *Bioch. J.*, 39, 1945, p. 157.

([6]) P. Blanquet, G. Meyniel, J. Mounier et C. A. Tobias, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 39, 1957, p. 419.

([7]) Cette valeur du pH paraît la plus favorable aux substitutions ^{127}I de la thyroxine par ^{131}I.

([8]) Pour la technique chromatographique sur résine utilisée, l'abscisse des pics des acides aminés iodés a pour valeur respective : 27 à 35 pour les iodothyronines; 50 à 60 pour les MIT et 100 à 115 pour DIT.

(*Laboratoire de Physique de la Faculté de Médecine de Bordeaux.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Mise en évidence d'un facteur indispensable à l'activité de la triphosphopyridine nucléosidase.* Note (*) de M. **Bernard Lubochinsky**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

L'hydrolyse de la liaison nicotinamide-ribose du triphosphopyridine nucléotide (TPN) sous l'action d'une enzyme spécifique, la triphosphopyridine-nucléosidase (TPN-ase), requiert la présence d'un facteur dialysable et thermostable.

E. C. G. Hofmann et S. Rapoport ayant obtenu, à partir d'une poudre acétonique de réticulocytes de lapin, une préparation hydrolysant le

diphosphopyridine-nucléotide (DPN) mais non le TPN, ont conclu à la probabilité de l'existence de deux enzymes différentes ([1]).

Nous avons montré dans un travail antérieur qu'il existe une TPN-ase différente de la DPN-ase : la TPN-ase est inhibée par la cortisone, la DPN-ase ne l'est pas ([2]).

La purification partielle de cette TPN-ase a permis la mise en évidence d'un facteur nécessaire à son activité.

Conditions expérimentales. — La préparation enzymatique est un extrait de poudre acétonique de foie de pigeon; 500 mg de poudre sont homogénéisés dans 10 ml de solution de Tris [tris (hydroxyméthyl) aminométhane] 0,05 M, pH 7,4; une centrifugation permet d'obtenir un surnageant : c'est l'extrait brut.

L'extrait brut est chauffé à 60° durant 5 mn, rapidement refroidi et centrifugé. La DNP-ase est ainsi détruite, l'activité spécifique de la TPN-ase est doublée.

Le nouveau surnageant est fractionné au sulfate d'ammonium. Les protéines qui précipitent entre 0 et 50 % de saturation (350 g/l à 0°) sont recueillies par centrifugation et dissoutes dans 5 ml d'eau. Cette préparation, dialysée 16 h à 0° contre du Tris pH 7,4, 0,01 M, contient l'enzyme dépourvue de facteur.

Pour préparer le facteur, nous utilisons l'extrait brut. Ce dernier est chauffé 10 mn à 100° pour éliminer l'activité enzymatique, puis centrifugé. Le surnageant est utilisé tel quel, il contient le facteur. Toutes les centrifugations précédentes se font à 16 000 g durant 20 mn à 0°.

Nous dosons les pyridine-nucléotides par le cyanure de potassium ([3]) ou par les méthodes enzymatiques spécifiques classiques.

Chaque expérience comporte : TPN (ou DPN), 0,5 μMol; Tris pH 7,4, 100 μMol; extrait enzymatique, 0,20 ml (environ 1 mg de protéine). Facteur, quand il y a lieu, 0,5 ml. Volume final, 1,2 ml. Incubation, 30 mn à 39°. La réaction est arrêtée en plaçant les tubes 2 mn au bain-marie bouillant.

Résultats. — Voici un résultat obtenu dans ces conditions :

	TPN hydrolysé (10^{-7} M).	DPN hydrolysé (10^{-7} M).
Sans facteur.................	0,04	0
Avec facteur.................	1,26	0

Le traitement de l'extrait obtenu à 60° par du gel de phosphate de calcium en faible quantité, 50 mg de poids sec de gel pour 100 mg de protéines, permet également la mise en évidence du facteur : l'activité de la TPN-ase obtenue après élimination du gel est accrue par l'addition de facteur.

	TPN hydrolysé (10^{-7} M).
Sans facteur	0,21
Avec facteur	0,84

E. C. G. Hofmann ([4]), qui utilise le gel de calcium pour purifier la DPN-ase, a constaté la perte d'activité de sa préparation sur le TPN.

Par contre, après une dialyse de trois jours de l'extrait brut, si l'activité de l'enzyme baisse, l'addition de facteur n'a pas d'influence sur l'hydrolyse du TPN.

On peut extraire le facteur de sa solution par adsorption sur la résine anionique Dowex 1 (× 2) activée par ClH; après élimination de la résine, la solution n'active plus la TPN-ase.

Il est ainsi démontré que la TPN-ase ne manifeste son activité qu'en présence d'un facteur. Nous n'avons pas réussi à démontrer le même fait pour la DPN-ase.

L'existence de ce facteur, thermostable, dialysable seulement dans certaines conditions, explique quelques-unes des difficultés que nous avons rencontrées au cours de la purification de la TPN-ase.

(*) Séance du 24 mars 1958.

([1]) E. C. G. Hofmann et S. Rapoport, *Biochem. Biophys. Acta*, 18, 1955, p. 296.
([2]) B. Lubochinsky et J. Stolkowski, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 952.
([3]) S. P. Colowick, N. O. Kaplan et M. M. Ciotti, *J. Biol. Chem.*, 191, 1951, p. 447-459.
([4]) E. C. G. Hofmann, *Naturwissenschaften*, 44, 1957, p. 261-262.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Métabolisme artériel, vieillissement et athérome.* Note (*) de MM. **Paul Mandel**, **Virgile Pantesco** et Mlle **Janine Viaud**, présentée par M. René Fabre.

Les aortes de bovidés et de lapins dégradent par glycolyse anaérobie les trois quarts du glucose consommé et possèdent de ce fait de faibles disponibilités d'énergie. On formule l'hypothèse que le mauvais rendement énergétique est à l'origine du vieillissement des artères et de l'athérome. L'analogie avec le cristallin est invoquée.

A la suite de recherches sur la biochimie du cristallin poursuivies en collaboration avec Nordmann, Zimmer et Klethi ([1]), ([2]), ([3]), l'un de nous a formulé une hypothèse ([4]) selon laquelle le phénomène de vieillissement que cet organe manifeste avec une régularité rigoureuse serait dû aux répercussions d'un métabolisme énergétique déficient sur le renouvellement des protéines. En effet, le cristallin dégrade les trois-quarts du glucose consommé par glycolyse anaérobie, soit avec une production d'énergie très inférieure à celle de l'oxydation aérobie. La conséquence en est une

faible teneur en composés riches en énergie type adénosine triphosphate, autrement dit des disponibilités d'énergie limitées. Avec l'âge, le taux des composés riches en énergie diminue encore [3]. Or, il faut de l'énergie pour le renouvellement des protéines de constitution et la synthèse de protéines enzymes qui interviennent à leur tour dans le métabolisme. La réduction des disponibilités en énergie compromet évidemment le renouvellement et les synthèses. Il s'ensuit un amenuisement de la production d'énergie et des perturbations de plus en plus accusées de l'état dynamique des protéines. En définitive, il s'institue un cercle vicieux : la réduction de l'activité enzymatique appelant une baisse de la production d'énergie et celle-ci entraînant un trouble de l'anabolisme des protéines; une carence encore plus prononcée de la production d'énergie en résulte.

Nous nous sommes demandés s'il n'existe pas une analogie entre le cristallin et le tissu artériel qui manifeste également une forte tendance au vieillissement et dont un aspect est offert par l'athérome. Rappelons que l'intima des artères et une partie de la média se nourrissent comme le cristallin, par imbibition.

Pour répondre au problème posé, nous avons étudié *in vitro*, parallèlement, la consommation d'oxygène et la production d'acide lactique des aortes de veaux et de lapins. D'après la quantité d'oxygène consommé, déterminée à l'appareil de Warbourg en milieu de Krebs, nous avons évalué le glucose dégradé; connaissant les valeurs d'acide lactique produit, il a été possible de calculer la part de la glycolyse anaérobie et de l'oxydation aérobie dans la dégradation du glucose.

Le tableau ci-dessous révèle que la part de la glycolyse dans la dégradation du glucose est de l'ordre de 82 % pour les bovidés jeunes, 85 % pour les bovidés adultes et 75 % pour des lapins d'âges divers.

Valeurs rapportées au poids frais.

	Acide lactique (μmol/g/h).	O_2 (μmol/g/h).	Glucose (μmol/g/h).	Glycolyse (%).	Oxydation (%).
Bovidés jeunes	1,58	0,67	0,90	85,6	14,4
	± 0,70	± 0,27	± 0,35	± 5,9	± 5,8
Bovidés adultes	1,45	0,94	0,91	82,5	17,5
	± 0,42	± 0,32	± 0,25	± 5,7	± 5,7
Lapins	1,25	1,38	0,87	73,0	26,0
	± 0,24	± 0,40	± 0,22	± 9,11	± 2,2

On retrouve donc pour l'aorte une combustion avec un mauvais rendement énergétique comme dans le cas du cristallin. Nous avons recherché par la suite la teneur en liaisons riches en énergie des aortes rapidement prélevées et immédiatement congelées après le sacrifice de l'animal.

Voici, brièvement résumée, la technique employée. Le phosphore hydro-

lysable en 10 mn et en milieu chlorhydrique normal est déterminé, d'une part directement sur l'extrait trichloracétique, d'autre part sur l'effluat après passage de cet extrait neutralisé sur colonne de charbon. La différence représente le phosphore facilement hydrolysable des nucléosides polyphosphates. La chromatographie sur papier en deux dimensions permet d'attribuer le phosphore hydrolysable essentiellement aux nucléosides polyphosphates de l'adénine.

Or, la teneur du tissu artériel en nucléotides riches en énergie s'est avérée extrêmement faible : 0,017 mM % $\pm$ 0,0025. Ainsi normalement déjà, l'artère dispose de réserves d'énergie minimes vraisemblablement proches de la limite inférieure de ses besoins. La reconstitution de ces réserves se fait avec un mauvais rendement énergétique. On conçoit dès lors qu'à la suite de traumatismes tissulaires de toute nature, toxiques ou infectieux, même peu importants, qui sont l'apanage de la vie et affectent l'équipement enzymatique, la quantité d'énergie produite baisse et devient rapidement insuffisante. Or, cette énergie, rappelons-le, est indispensable pour la synthèse des enzymes, le renouvellement des protéines et le maintien de celles-ci dans leur état physicochimique normal.

La réduction des disponibilités d'énergie qui compromet la synthèse des enzymes déclenche un cercle vicieux semblable à celui que nous avons invoqué pour le cristallin et qui aboutit à un amenuisement du taux de liaisons riches en énergie. Il paraît judicieux de penser que l'état précaire des réserves d'énergie nécessaires au maintien de l'état dynamique des protéines, puisse entraîner des modifications dans leur état physicochimique, rendant possible la fixation des lipides et en particulier du cholestérol. A la lumière de cette hypothèse, le taux élevé de lipoprotéines géantes, ou de cholestérol, ne serait qu'une cause favorisante de l'athérome. Le phénomène fondamental serait la modification préalable des protéines du tissu artériel, modification consécutive au mauvais rendement métabolique et à l'insuffisance des disponibilités en énergie.

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) J. NORDMANN et P. MANDEL, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 834; *Ann. Oculist.*, 185, 1952, p. 929; *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 426; J. NORDMANN, P. MANDEL et M. ACHARD, *Brit. J. Ophthal.*, 38, 1954, p. 673.

(2) J. NORDMANN, J. ZIMMER et P. MANDEL, *C. R. Soc. Biol.*, 146, 1952, p. 1804.

(3) P. MANDEL et J. KLETHI, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 992; *Biochim. Biophys. Acta*, 1958 (sous presse).

(4) P. MANDEL, *Exposés annuels de Biochimie médicale*, 1956, p. 187.

ENZYMOLOGIE. — *Action des rayons γ sur l'activité de synthèse et de transfert β-glucosidique de l'émulsine des amandes.* Note (*) de Mme **Cécile Sosa-Bourdouil**, MM. **Antoine Sosa** et **Paul Bonet-Maury**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

L'activité enzymatique rapportée à la quantité de glucose combiné au méthanol, soit à partir du glucose, soit par transfert du glucose de divers β-glucosides sur le méthanol, décroît en fonction de la dose d'exposition suivant des courbes qui occupent le même territoire que la β-glucosidase. Les calculs correspondant aux dimensions fonctionnelles de la particule active conduisent à des valeurs de même ordre.

Dans une précédente Note ([1]) nous avons étudié l'action des rayons γ du cobalt 60 sur l'activité hydrolysante de la β-glucosidase présente dans l'émulsine des amandes. Nous étudions ici l'effet des rayonnements ionisants sur l'activité synthétisante de la même émulsine.

L'émulsine desséchée est répartie dans des tubes qu'on scelle à la lampe après avoir fait le vide à l'aide d'une pompe à palettes. Les tubes sont soumis à des expositions de durée variable allant de 2 à 16 jours aux rayons γ d'une source de cobalt 60, de 90 C environ, donnant un débit d'exposition de 1000 à 2 000 r/mn suivant la position du tube irradié (temp. 18°).

Synthèse du β-méthylglucoside. — Cette synthèse biochimique a été effectuée suivant la méthode classique de Bourquelot et Bridel ([2]).

A une solution contenant 1 % de glucose et 50 % de méthanol, on ajoute 30 mg d'émulsine pour 10 ml de cette solution. Le liquide est agité mécaniquement à 20° pendant 11 jours; la diminution de sucre réducteur est alors de 6,8 mg/ml.

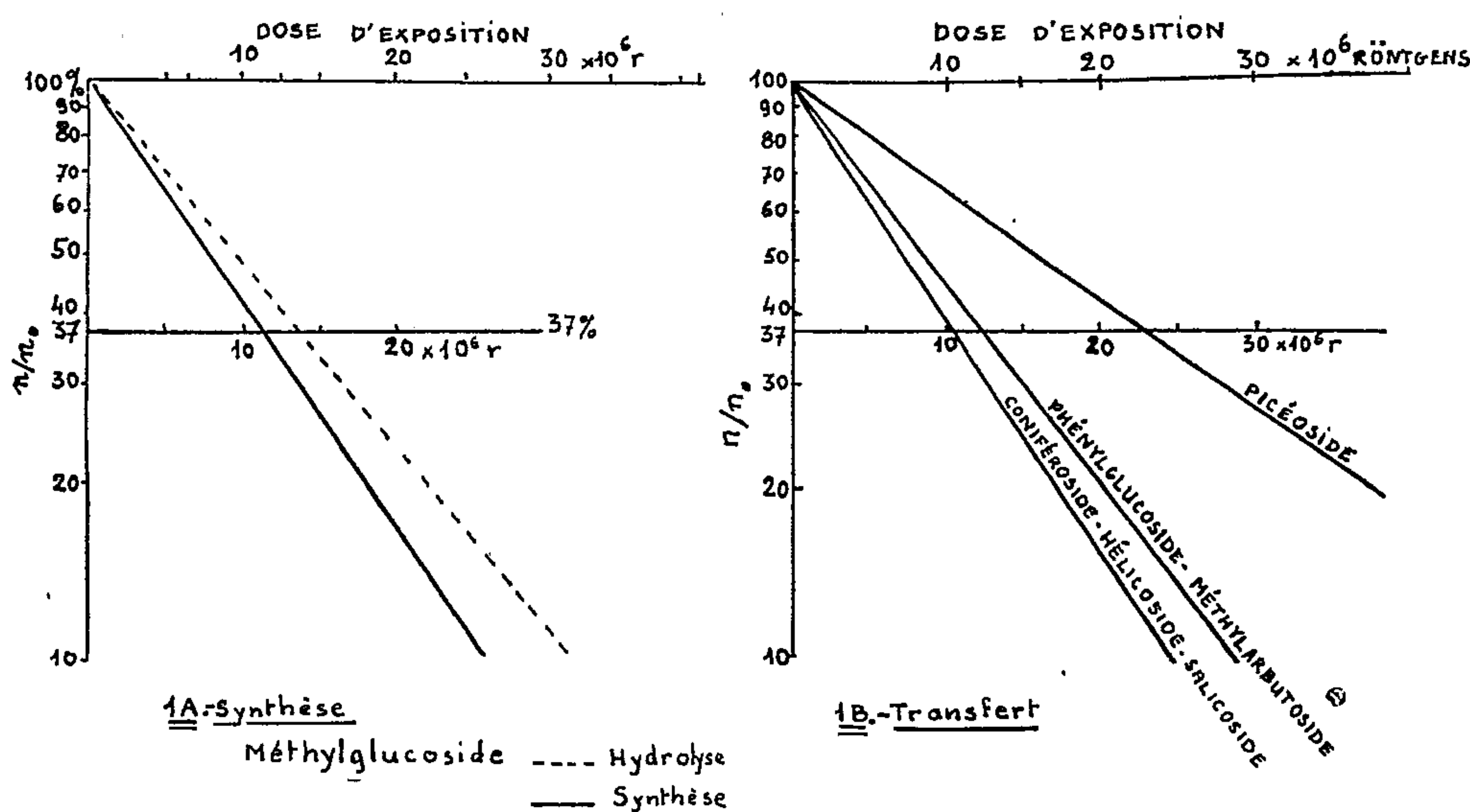
Transfert du glucose sur le méthanol à partir de divers β-glucosides. — Dans une autre série d'essais on a mesuré la formation de méthylglucoside par transfert à partir de quelques β-glucosides de phénol sur le méthanol suivant le processus découvert par J. Rabaté en 1935 ([4]) et confirmé par les travaux de Courtois et Leclerc ([5]).

Nous avons employé comme donneurs les β-glucosides suivants : méthylarbutoside, β-phénylglucoside, picéoside, hélicoside, salicoside et coniféroside. 2,5 ml de solution M/10 de β-glucoside sont mélangés à 2,5 ml de méthanol 12,5 M et 5 mg d'émulsine, et laissés à la température de 30° dans un thermostat pendant des temps variant de 30 mn à 2 h suivant les glucosides. Une série d'essais témoins est effectuée dans les mêmes conditions en remplaçant le méthanol par l'eau. La quantité de sucre réducteur est dosée dans les deux cas par la méthode de Somogyi-Nelson ou celle de Bertrand. Les aglycones phénoliques libérés par hydrolyse sont

dosés à l'aide du réactif de Folin-Wu, la courbe d'étalonnage étant établie pour chaque aglycone.

Ces diverses données permettent de calculer dans chaque cas la quantité de glucose entrée en combinaison avec l'accepteur. Nous définissons l'activité synthétisante par la quantité de glucose ainsi combiné pour chaque valeur de l'irradiation.

Dans le cas des aglycones phénoliques qui possèdent une fonction alcool libre il peut y avoir transfert interne de la fonction phénol à la fonction alcool comme l'a montré Rabaté pour le salicoside (formation de β-salicylglucoside), cette action entrant en compétition avec la formation du β-méthylglucoside.



Courbes dose-effet. — Si l'on représente, en coordonnées semi-logarithmiques, les valeurs de n/n_0 en fonction de la dose d'exposition, les courbes expérimentales obtenues pour chaque glucoside sont des droites pour les valeurs de n/n_0 supérieures à 10 %.

Ces droites se groupent en un faisceau étroit (*fig.* 1 B) compris à l'intérieur de celui correspondant à l'activité hydrolytique de la β-glucosidase. Pour le β-méthylglucoside les deux courbes d'hydrolyse et de synthèse sont très voisines (*fig.* 1 A).

Le calcul des dimensions fonctionnelles correspondant à l'activité synthétique directe ou de transfert de l'émulsine donne, pour tous les glucosides un poids moléculaire de l'ordre de 68 000, sauf pour le picéoside pour lequel la valeur trouvée de 33 000 est en bon accord avec celle correspondant à l'activité hydrolytique, soit 38 000.

Si toutes ces données ne sont pas suffisantes pour prouver l'identité

totale des enzymes étudiées, du moins elles confirment que des groupements fonctionnels de mêmes dimensions sont affectés par les rayons γ aussi bien en ce qui concerne l'activité hydrolysante, que l'activité synthétisante directe, ou indirecte par transfert, de β-glucosides.

Spectres d'absorption infrarouge et ultraviolet. — Pour élucider la nature de la transformation subie par la β-glucosidase pendant l'irradiation, nous avons examiné le spectre d'absorption dans l'infrarouge (entre 2 et 16 μ), d'une suspension d'émulsine dans le nujol. Ce spectre reste semblable, après l'irradiation, à celui du témoin.

Le spectre ultraviolet de l'émulsine en solution aqueuse, par contre, est modifié. Le maximum, correspondant à 275 mμ, est augmenté dans l'échantillon qui a été exposé 16 jours aux rayonnements ionisants avec une dose d'exposition de 39.10^6 r ($E^{1\%}_{1\,cm} = 6{,}2$ au lieu de 3,6).

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) C. Sosa-Bourdouil, P. Bonet-Maury et A. Sosa, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 1608.

(2) E. Bourquelot et M. Bridel, *J. Pharm. Chim.*, 4, 1911, (7), p. 385; 6, 1912, (7), p. 56; 7, 1912, (7), p. 97.

(3) E. Bourquelot et H. Hérissey, *Comptes rendus*, 135, 1902, p. 290.

(4) J. Rabaté, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 153; *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 17, 1935, p. 572; 20, 1938, p. 449.

(5) J. E. Courtois et M. Leclerc, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 38, 1956, p. 365.

VIROLOGIE. — *Un composé infectieux distinct du virus dans les cellules infectées de la Souris.* Note (*) de MM. **Joseph Huppert** et **F. Kingsley Sanders**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Un composé ayant les caractères d'un acide ribonucléique a été trouvé dans la phase aqueuse des extraits phénoliques des cellules d'ascite de souris infectées par le virus EMC, et des surnageants de cultures. Il a été démontré que ce composé possède une infectiosité propre, qu'il ne provient pas du virus, mais qu'il apparaît dans les cellules infectées.

Le virus de l'encéphalomyocardite des rongeurs (EMC) peut être propagé *in vitro* dans des suspensions agitées de cellules d'ascite Krebs 2 (1). Lorsque des cultures non proliférantes de cellules sont infectées par EMC, le virus nouvellement formé après une phase d'éclipse, apparaît à l'intérieur des cellules à partir de la 4e heure qui suit l'infection, et atteint le maximum aux environs de 8 h. Dans le milieu de culture, le virus libre apparaît entre la 6e et la 7e heure, atteignant entre les 12e et 14e heures son taux maximum : environ 1.10^9/ml (2).

Des extraits phénoliques ont été préparés selon la méthode de Schuster et coll. (3). Après ajustement de la concentration en ClNa à 0,14 M et

du pH à 7,1, on ajoute à la préparation un volume égal de phénol saturé d'eau et l'on agite durant 8 mn dans un vibreur (50 vibr./s). La phase aqueuse est séparée par centrifugation, traitée à deux reprises par le phénol (5 mn), puis lavée six fois à l'éther (ce dernier est enlevé par barbotage d'azote). Toutes les opérations ont été effectuées à 4°. La préparation est conservée à — 70°. Les cellules sont désintégrées par agitation avec billes de verre dans le même vibreur, en présence de phénol, pour éliminer toute intervention éventuelle d'enzymes endocellulaires. Les extraits phénoliques des cellules contiennent environ 1 mg/ml d'acide ribonucléique, ceux des surnageants des cultures infectées environ 0,1 mg/ml. Le spectre d'absorption ultraviolet est typique pour l'ARN, avec un maximum à 260 mμ, un minimum à 240 mμ, et le rapport E 260/E 280 très proche de 2. La teneur en protéine est très faible.

L'activité infectieuse de ces préparations a été recherchée par la méthode suivante : une suspension de cellules d'ascite est mélangée à volume égal avec des dilutions d'extraits phénoliques. Après 30 mn à 22° 10^7 cellules sont inoculées à chacune des cinq souris du lot correspondant. Le résultat est positif lorsque les animaux meurent d'encéphelomyocardite, négatif lorsqu'ils développent une ascite.

TABLEAU I.

Matériel.	Titre en virus (Unités Plages/ml) (*).	Infectiosité des extraits phénoliques DL 50 souris/ml.
Milieu de culture des cellules infectées après séparation des cellules	$5,8.10^8$	$6,3.10^3$
Après centrifugation 1 h à 100 000 × g :		
a. Surnageant	$2,2.10^5$	$3,0.10^3$
b. Culot remis en suspension dans un même volume	$1,2.10^8$	$1,6.10^2$
Le culot *b* lavé deux fois par centrifugation 1 h à 100 000 × g et concentré cinq fois	(A) $5\ .10^9$	0
	(B) $3\ .10^9$	0

(*) Pour le virus EMC, le titre en Unités Plages est toujours identique à celui obtenu par la recherche de DL 50 chez la Souris.

Le tableau I résume les résultats obtenus à partir du surnageant de cultures infectées (lequel contient également toutes les substances provenant des cellules détruites). Après 1 h de centrifugation à 100 000 × g (Spinco), la teneur en virus du surnageant diminue plus de 1000 fois, alors que l'activité des extraits phénoliques diminue seulement deux fois. Par contre, le culot pour un titre en virus peu modifié, présente une activité des extraits phénoliques plus faible, due à la contamination par le surnageant : après deux lavages du culot, on ne peut plus obtenir d'extraits infectieux malgré un titre en virus très élevé. L'infectiosité des extraits

phénoliques ne provient donc pas du virus, mais d'un composé qui se trouve dans le milieu de culture et qui n'est pas sédimentable dans les mêmes conditions que le virus.

Le tableau II présente la relation entre la teneur en virus des cellules infectées et la quantité de composé infectieux pouvant en être extraite. Une suspension de cellules est infectée par EMC, puis à différents temps, les cellules sont prélevées, lavées et désintégrées pour titrer leur teneur en virus intracellulaire et pour préparer les extraits phénoliques. On constate une importante activité infectieuse dans les extraits provenant de l'échantillon prélevé à 4 h, lorsque le taux du virus intracellulaire est encore faible. A 8 h, la quantité de virus augmente dix fois, l'activité infectieuse reste, elle, inchangée. Il n'y a donc pas de relation directe entre la teneur en virus et la quantité de composé infectieux pouvant être extraite par le phénol.

TABLEAU II.

Matériel.	Virus intracellulaire (Unités Plages/ml).	Infectiosité des extraits phénoliques DL 50 souris/ml.
10^7 cellules infectées par millilitre :		
2 h après infection	$1 \cdot 10^6$	10
4 » »	$2,8 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^3$
8 » »	$2,2 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^3$

Nous ne connaissons pas encore l'état intracellulaire des substances à partir desquelles le phénol permet d'extraire le composé infectieux. Il pourrait s'agir, soit d'un véritable précurseur du virus, soit d'un composé voisin de celui-ci mais inapte à devenir virus complet. Quant aux extraits phénoliques, tout semble indiquer que leur activité infectieuse est liée à un acide ribonucléique porteur d'informations suffisantes pour la synthèse du virus. Cette activité serait comparable à celle qui a été obtenue par dissociation du virus de la mosaïque du tabac ([4]), ([5]) et expliquerait certains faits observés avec des virus animaux ([6]), ([7]). Il n'est, toutefois, pas possible de prouver chimiquement la pureté de cet ARN, qui ne serait qu'une faible fraction des acides nucléiques présents dans la préparation, et l'on ne peut exclure le rôle des protéines présentes en très faibles quantités.

L'action de divers agents prouve que le composé infectieux est différent du virus et qu'il ne peut s'agir de quelque virus ayant échappé à la dénaturation par le phénol. Ainsi l'infectiosité des extraits phénoliques est détruite par la ribonucléase (10 μg/ml) en 10 mn à 22° ou par simple incubation de 1 h à 37°. Le virus EMC ne subit aucun changement dans ces conditions. La précipitation répétée par l'éthanol à 67 % ou par ClNa 1 M, n'affecte pas les extraits phénoliques alors qu'elle diminue le

titre du virus. Pour rendre ces tests les plus comparables possible, la préparation du virus EMC a été diluée pour donner le même titre que l'activité infectieuse des extraits phénoliques et il lui a été ajouté un extrait phénolique de cellules non infectées jusqu'à la même absorption ultraviolette à 260 mμ. Les conditions dans lesquelles se manifeste l'activité infectieuse de ces extraits phénoliques sont très différentes de celles qui permettent l'action du virus. Un état particulier de susceptibilité cellulaire est nécessaire pour que cette activité se manifeste (phénomène que nous étudions ailleurs).

(*) Séance du 24 mars 1958.

(1) F. K. Sanders, *Proc. Roy. Soc. Med.*, 50, 1957, p. 911.

(2) F. K. Sanders, J. Huppert et J. M. Hoskins, 1958 (sous presse).

(3) H. Schuster, G. Schramm et W. Zilling, *Naturforsch.*, 11 *b*, 1956, p. 339.

(4) A. Gierer et G. Schramm, *Nature*, 177, 1956, p. 702.

(5) H. Fraenkel-Conrat, B. Singer et R. C. Williams, *Biochim. Biophys. Acta*, 25, 1957, p. 87.

(6) E. von Wecker et W. Schafer, *Naturforsch.*, 12 *b*, 1957, p. 415.

(7) J. S. Colter, H. H. Bird, A. W. Mayer et R. A. Brown, *Virology*, 4, 1957, p. 522.

(*Institut Pasteur, Paris,*
M. R. C. Virus Research Group, London School of Hygiene, London W. C. I.)

La séance est levée à 15 h 30.

R. C.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 10 février 1958.)

Note présentée le même jour, de M. *Jacques Breton*, Mesure de la dispersion de la constante de Verdet de quelques composés de la série benzénique :

Page 927, dernière ligne, *au lieu de* Phénylamine 13° C, *lire* Phénylamine 23° C.

» 928, 5e ligne, *au lieu de* 10^{-3} mn.cm.gauss^{-1}, *lire* 10^{-3} mn.cm^{-1}.gauss^{-1}.

» 929, dernière ligne, *au lieu de* graphites rectilignes, *lire* graphiques rectilignes.

(*Comptes rendus* du 10 mars 1958.)

Note présentée le même jour, de M. *Marc Henri Durand*, Hydrogénation duplicative de l'aldéhyde phénylpropargylique :

Page 1563, les deux courbes imprimées ne concernent pas cette Note, mais une autre de MM. *Roger Durand* et *André Michel*, insérée page 1864.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de février 1958.

(*Suite et fin.*)

54. *Altérations du système nerveux à la suite d'intoxication par le manganèse*, par A. F. Makartchenko. Kiev, 1956, 319 p., 1 vol. 23 cm (en langue russe).

55. *Pucerons dendrophiles en Ukraine*, par V. L. Mamontova. Kiev, 1955, 91 p., 1 brochure 20 cm (en langue russe).

56. *Pucerons des cultures agricoles des steppes forestières de la rive droite en Ukraine*, par V. L. Mamontova. Kiev, 1953, 72 p., 1 brochure 20 cm (en langue russe).

57. *Les Copépodes parasites des poissons d'U. R. S. S.*, par A. P. Markevitch. Kiev, 1956, 259 p., 1 vol. 26,5 cm (en langue russe).

58. *Faune des invertébrés du cours inférieur des fleuves d'Ukraine. Conditions de leur existence et moyens de les utiliser.* 2e partie : *Liman du Dniepr et du Boug*, par Iou. M. Markovskiï. Kiev, 1954, 207 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

60. *Le microcide et son emploi. Recueil d'essais.* Kiev, 1955, 152 p., 1 vol. 22 cm (en langue russe).

61. *Matériaux pour l'étude des anciennes faunes de l'Ukraine*, par I. G. Pidoplitchko. Fasc. 2. Kiev, 1956, 235 p., 1 vol. 26 cm (en langue russe).

62. *Phytoplancton du liman du Dniepr et du Boug*, par A. D. Priïmatchenko. Kiev, 1956, 155 p., 1 vol. 22 cm (en langue ukrainienne).

63. *Problèmes de parasitologie. Travaux de la seconde conférence scientifique des parasitologistes d'Ukraine. Recueil d'articles.* Kiev, 1956, 356 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

64. 65. *Travaux choisis.* 1. *Problèmes de patho-physiologie de la circulation du sang*, par N. D. Strajesko. Kiev, 1955, 200 p.; 2. *Problèmes de la septicémie, de l'endocardite, du rhumatisme. Physiologie et de pathologie des organes de la digestion.* Kiev, 1956, 368 p., 2 vol. 26 cm (en langue russe).

67 *bis. Faune de l'Ukraine en 40 volumes.* 4. *Oiseaux*, par O. B. Kistiakivskiï. Kiev, 1957, 432 p., 1 vol. 26,5 cm (en langue ukrainienne).

68. *Physiologie des processus nerveux. Recueil d'articles.* Kiev, 1955, 457 p., 1 vol. 23 cm (en langue russe).

69. *Biologie des anaérobies et anaérobiose*, par G. M. Frenkel. Kiev, 1956, 151 p., 1 vol. 22 cm (en langue russe).

Botanique. Agriculture :

70. *La moisissure des aliments et comment lutter contre*, par V. I. Bilaï. 2e édition augmentée. Kiev, 1956, 31 p., 1 brochure 20 cm (en langue ukrainienne).

75. *Caractéristique de l'amélioration des sols du massif de Nogaisk en Ukraine*, par G. S. GRIN, N. K. KRUPSKIÏ et V. D. KISEL. Kiev, 1955, 71 p., 1 vol. 22 cm (en langue russe).

77. *L'azotobactérine et son emploi dans les kolkhozes d'Ukraine*, par Kh. G. ZINOV'ÈVA et O. I. BERCHOVA. Kiev, 1956, 26 p., 1 brochure 20 cm (en langue ukrainienne).

81. *La moucheture noire du blé et les mesures pour lutter contre elle*, par V. A. MARKHASOVA. Kiev, 1957, 80 p., 1 vol. 22 cm (en langue ukrainienne).

83. *Histoire de l'embryologie des végétaux supérieurs en Russie*, par IA. S. MODILEVSKIÏ. Kiev, 1956, 203 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

84. *Flore des lichens d'Ukraine*, par A. M. OKSNER, en deux volumes. 1. Kiev, 1956, 495 p., 1 vol. 26 cm (en langue ukrainienne).

85. *Principes de typologie forestière*, par P. S. POGREBNIAK. 2e édition corrigée et augmentée. Kiev, 1955, 456 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

86. *Procédés pour augmenter la résistance du blé d'automne et du trèfle aux conditions défavorables du milieu extérieur. Recueil d'articles.* Kiev, 1954, 155 p., 1 vol. 26 cm (en langue russe).

89. *L'érosion des sols et comment lutter contre elle*, par A. S. SKORODUMOV. Kiev, 1957, 156 p., 1 vol. 22 cm (en langue russe).

90. *Conférence de pédologie forestière organisée par l'Institut forestier de l'Académie des sciences d'Ukraine. Résumés des rapports.* Kiev, 1956, 112 p., 1 vol. 20,5 cm (en langue russe).

91. *Flore de l'Ukraine.* II. Kiev, 1940, 589 p., 1 vol. 26 cm (en langue ukrainienne).

92. 93 *bis. Travaux choisis*, par N. G. KHOLODNYÏ en trois volumes : 1. *Travaux sur la physiologie des plantes.* Kiev, 1956, 480 p.; 3. *Travaux sur la microbiologie et l'écologie des plantes.* Kiev, 1957, 526 p., 2 vol. 26 cm (en langue russe).

Philosophie, etc :

105. *Problèmes philosophiques de la physique contemporaine. Matériaux d'une conférence.* Kiev, 1956, 252 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

Linguistique, etc :

124. *Dictionnaire russe-ukrainien*, 80 000 *mots*. Kiev, 1956, 804 p., 1 vol. 26 cm.

127. *Dictionnaire ukrainien-russe.* I : A-J. Kiev, 1953, 506 p., 1 vol. 26 cm.

(Non numéroté). *Perfectionnement de la technique d'épandage des engrais.* Kiev, 1955, 258 p., 1 vol. 22,5 cm (en langue russe).

